AO 1930

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Mme PRADERIE née EUGÈNE Françoise

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ÉTOILES A RAIES MÉTALLIQUES

2e THÈSE

Propositions données par la Faculté

ROLE DE LA PRESSION DE RADIATION DANS LES ATMOSPHÈRES STELLAIRES

Soutenues le 19 décembre 1967 devant la Commission d'examen

Président : M. SCHATZMAN *Examinateurs :* MM. BROCHART, PECKER, CAYREL

AO 1930

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le grade de Docteur es Sciences Physiques

par

Mme PRADERIE née EUGÈNE Françoise

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ÉTOILES A RAIES MÉTALLIQUES

2e THÈSE

Propositions données par la Faculté

ROLE DE LA PRESSION DE RADIATION DANS LES ATMOSPHÈRES STELLAIRES

Soutenues le 19 décembre 1967 devant la Commission d'examen

Président : M. SCHATZMAN *Examinateurs :* MM. BROCHART, PECKER, CAYREL

UNIV. LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550012_0023

ANALYSE D'ÉTOILES A RAIES MÉTALLIQUES

II. COMPOSITION CHIMIQUE DE ζ LYR A SPECTRE INFRAROUGE PROCHE DE CINQ ÉTOILES A_m

par Françoise PRADERIE,

Observatoire de Paris-Meudon.

RÉSUMÉ. — *Dans ce travail, nous faisons une analyse détaillée du spectre bleu et visible de ζ Lyr A; nous déterminons la composition chimique de cette étoile par la méthode des modèles d'atmosphères. Le carbone et le scandium sont déficients, le strontium, le zirconium, le baryum et l'europium sont nettement surabondants. On discute la probabilité d'observer le doublet de résonance du lithium.*

Puis nous étudions le spectre de cinq étoiles A_m dans l'infrarouge photographique. Nous obtenons l'abondance de l'oxygène et de l'azote. Nous calculons les raies de Paschen P_{12} à P_{16}.

SUMMARY. — *In this paper, we present a detailed analysis of the blue and visible spectra of ζ Lyr A. The chemical composition of this star is determined by the method of model atmospheres. Carbon and scandium are deficient in this star, whereas strontium, zirconium, barium and europium are clearly overabundant. We discuss the possibility of observing the resonance doublet of lithium.*

In addition, we study the near infrared spectra of five A_m stars. The abundances of oxygen and nitrogen are obtained, as well as the intensities of the spectral lines in the Paschen series of Hydrogen (P_{12} to P_{16}).

CHAPITRE III

COMPOSITION CHIMIQUE DE L'ATMOSPHÈRE DE ζ LYR A.

I. INTRODUCTION.

Dans les précédents chapitres, les raisons pour lesquelles nous avons choisi d'étudier en détail l'étoile ζ Lyr A ont été exposées, et nous avons rappelé quelques-unes de ses propriétés photométriques et physiques.

Outre les caractéristiques déjà rassemblées aux tableaux I et II du chapitre I, ζ Lyr A possède les propriétés cinématiques suivantes :

— Les mouvements propres sont $\mu_\alpha = 0''.023$, $\mu_\delta = 0''.021$ [32].

— La vitesse radiale est $V_r = -26$ km/s; elle est classée de qualité *a* par WILSON [56].

— Les composantes de la vitesse dans l'espace sont :

U = + 15 km/s, V = — 17 km/s, W = — 8 km/s, d'après EGGEN [20].

EGGEN ne signale pas ζ Lyr A comme étant un membre probable du groupe des Hyades ou du groupe de Sirius.

En ce qui concerne les 6 couleurs de ζ Lyr A, les mesures de STEBBINS et WHITFORD [52] figurent dans le tableau I.

TABLEAU I

U	V	B	G	R	I
- 0.46	- 0.64	- 0.32	- 0.02	+ 0.34	+ 0.63

Comparant à l'aide des 6 couleurs la distribution de l'énergie continue dans ζ Lyr A et dans deux étoiles A7, l'une de classe de luminosité V, l'autre de classe III, BÖHM-VITENSE [8] parvenait pour ζ Lyr A au même résultat que BASCHEK et OKE [6] : le spectre continu des étoiles A_m ne se distingue pas de celui d'étoiles naines de même type spectral que le type « raies de l'hydrogène » de l'étoile A_m.

Une autre propriété de ζ Lyr A est son appartenance à un système double visible; le compagnon ζ Lyr B est séparé de l'étoile principale par 44″. Son type spectral est F0 IV et sa magnitude visuelle $m_v = 5.7$ [32]. Les 2 membres du système sont chacun un couple de binaires spectroscopiques. L'orbite de ζ Lyr A a été calculée par JORDAN [36]; la période est P = 4.299963 j, l'excentricité est nulle. ζ Lyr A étant une binaire à raies non séparées, on ne décèle qu'une variation périodique de la vitesse radiale moyenne, et on ne peut en tirer aucun renseignement sur le rapport de masses $\mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1$ des deux composantes, non plus que sur le type spectral du compagnon. La seule donnée dont on dispose est la fonction de masse $f(\mathcal{M})$, déterminée par ABT [1] :

$$f(\mathcal{M}) = \frac{\mathcal{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^2} = 0.0565.$$

Enfin ζ Lyr A est donnée par BABCOCK [3] comme une étoile où l'existence d'un champ magnétique n'est pas prouvée. On peut donc admettre que si un tel champ existe et compte tenu de la largeur des raies de ζ Lyr A, son intensité est inférieure à environ 400 Gauss.

II. LE MODÈLE D'ATMOSPHÈRE DE ζ LYR A.

Ayant retenu comme paramètres représentatifs de ζ Lyr A $\theta_{eff} = 0.63$ et log g = 3.9, A = 0.001, B = 0.125, nous avons calculé 3 modèles (AM2, CV3, CV4), qui ont fait l'objet d'une discussion au chapitre II, et dont on rappelle les caractéristiques dans le tableau II. A désigne l'abondance des éléments plus lourds que l'hélium, B l'abondance de l'hélium, par nombre de noyaux et par rapport à l'hydrogène.

La figure 1 représente la variation de T avec log P et log P_e dans ces 3 modèles. La figure 2 compare les profils de la raie H_γ calculés à l'aide de ces modèles. L'écart entre les profils calculés AM2 et CV3 est faible, tandis que le modèle CV4, nettement moins chaud dans les couches de $\bar{\tau} > 0.8$, conduit à un profil de H_γ étroit. Or la raie H_γ observée est bien représentée par le modèle AM2 (*cf.* chap. II), et non par le modèle CV4, ce qui nous conduit à ne pas retenir le modèle CV4 comme l'une des représentations possibles de l'atmosphère de ζ Lyr A. Nous poursuivons donc l'analyse du spectre métallique de ζ Lyr A avec un seul des modèles AM2 ou CV3. Ceux-ci sont très peu différents au-dessus de la région où débute l'ins-

TABLEAU II

	AM2	CV3	CV4
loi θ (τ)	D'après Mihalas (équilibre radiatif + effet de serre dans les raies de Balmer).	D'après Mihalas (modèle convectif à flux constant et $l/H = 1$).	cf C V 3 jusqu'à la profondeur où ρ est maximum, puis ρ = cte.

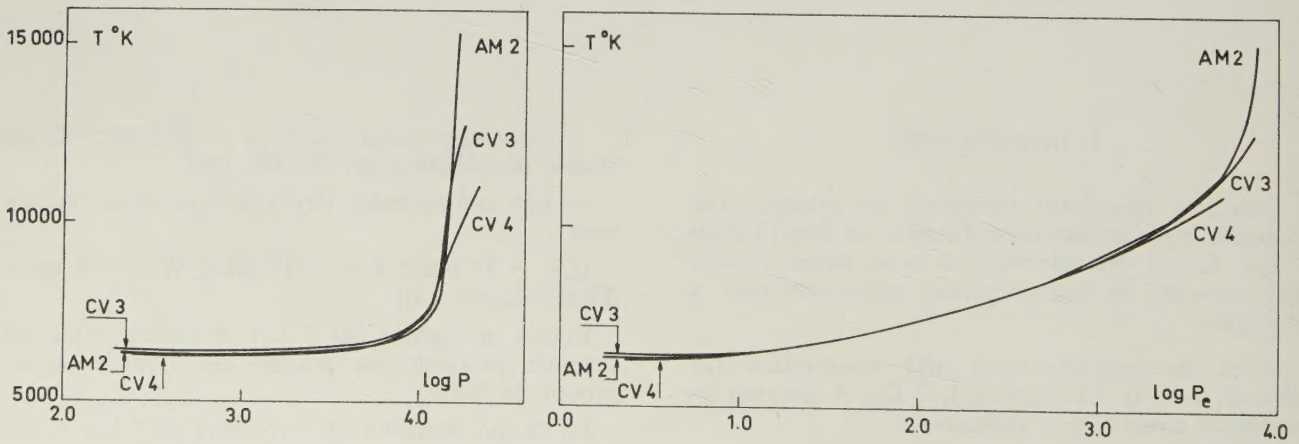

FIG. 1.
Variation de T=f (log P) et T=f (log P_e) pour les 3 modèles AM2, CV3, CV4. (θ_{eff}=0.63, log g=3.9, A=0.001, B=0.125).

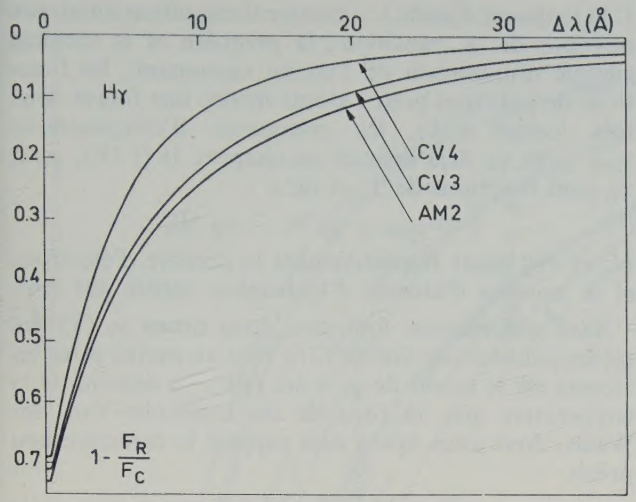

FIG. 2.
Raie Hγ calculée avec les 3 modèles AM2, CV3, CV4.

tabilité convective. Aussi, en vue de la détermination des abondances, n'utiliserons-nous que le modèle AM2.

Le tableau III contient pour le modèle AM2 et dans l'ordre des colonnes : le nombre n_H de noyaux d'hydrogène dans une colonne de 1 cm² de section au-dessus de la couche, les profondeurs optiques continue τ_{5000} et moyenne $\bar{\tau}$, θ, $\log_{10}P_e$, $\log_{10}P$, $\log_{10}\rho$, le degré d'ionisation de l'hydrogène x_H, le degré d'ionisation moyen x, la masse moléculaire moyenne μ, l'altitude en km. ($z = 0$ au début de la zone instable.)

III. Justification du choix du modèle par le calcul de la raie K.

1° Les raies de l'hydrogène mises à part, nous ne pouvons prétendre tirer parti des profils des raies que nous avons observées, si ce n'est du profil de la raie K du calcium ionisé. En particulier, le fond des raies fortes n'est pas obtenu avec une résolution suffisante pour qu'on tente d'en inférer les propriétés de la photosphère très superficielle par une comparaison des observations avec des profils calculés hors équilibre thermodynamique local (ETL).

Dans les étoile A_m, il est très peu probable qu'une émission apparaisse près du centre de la raie K, car

TABLEAU III

Le modèle AM2 ($\theta_{eff} = 0.63$; $\log g = 3.9$; $A = 0.001$; $B = 0.125$).

n_H	τ_{5000}	$\bar{\tau}$	θ	$\log P_e$	$\log P$	$\log \rho$	x_H	x	μ	$z_{(km)}$
8.694E21	0.0005	0.0005	0.7988	0.228	2.337	- 9.254	8.55E-03	7.85E-03	1.335	
2.769E22	0.0021	0.0025	0.7979	0.441	2.742	- 8.848	5.41E-03	5.02E-03	1.338	
4.669E22	0.0043	0.0052	0.7961	0.570	2.969	- 8.622	4.28E-03	4.01E-03	1.340	
8.469E22	0.0100	0.0122	0.7931	0.724	3.228	- 8.365	3.33E-03	3.15E-03	1.341	
1.227E23	0.0177	0.0212	0.7881	0.843	3.389	- 8.206	3.01E-03	2.86E-03	—	- 725.0
1.607E23	0.0272	0.0324	0.7821	0.947	3.506	- 8.092	2.92E-03	2.77E-03	—	- 590.9
1.987E23	0.0390	0.0460	0.7765	1.035	3.598	- 8.003	2.89E-03	2.74E-03	—	- 484.7
2.367E23	0.0532	0.0622	0.7698	1.122	3.674	- 7.931	2.98E-03	2.82E-03	—	- 396.2
2.747E23	0.0699	0.0814	0.7621	1.212	3.739	- 7.871	3.16E-03	2.98E-03	—	- 320.4
3.127E23	0.0900	0.1045	0.7540	1.300	3.795	- 7.819	3.42E-03	3.21E-03	—	- 253.7
3.507E23	0.1136	0.1319	0.7452	1.390	3.845	- 7.775	3.76E-03	3.52E-03	1.340	- 193.9
3.887E23	0.1416	0.1647	0.7360	1.480	3.889	- 7.736	4.21E-03	3.92E-03	—	- 139.6
4.267E23	0.1747	0.2039	0.7256	1.578	3.930	- 7.702	4.82E-03	4.47E-03	1.339	- 89.8
4.647E23	0.2141	0.2514	0.7142	1.681	3.967	- 7.672	5.65E-03	5.21E-03	1.338	- 43.5
5.027E23	0.2608	0.3088	0.7018	1.790	4.001	- 7.646	6.75E-03	6.19E-03	—	0
5.407E23	0.3195	0.3816	0.6872	1.915	4.033	- 7.624	8.41E-03	7.68E-03	1.335	41.1
5.787E23	0.4013	0.4824	0.6690	2.065	4.062	- 7.607	1.12E-02	1.02E-02	1.331	80.4
5.977E23	0.4554	0.5492	0.6584	2.152	4.076	- 7.601	1.33E-02	1.20E-02	1.329	99.5
6.167E23	0.5218	0.6318	0.6470	2.244	4.090	- 7.596	1.60E-02	1.45E-02	1.326	118.5
6.357E23	0.6035	0.7349	0.6343	2.345	4.103	- 7.593	1.98E-02	1.78E-02	1.321	137.2
6.547E23	0.7075	0.8699	0.6170	2.481	4.116	- 7.595	2.64E-02	2.38E-02	1.314	155.9
6.737E23	0.8426	1.055	0.5980	2.629	4.128	- 7.599	3.65E-02	3.27E-02	1.302	174.8
6.927E23	1.029	1.315	0.5764	2.794	4.140	- 7.609	5.28E-02	4.72E-02	1.284	194.0
7.117E23	1.339	1.736	0.5467	3.016	4.152	- 7.633	8.84E-02	7.89E-02	1.247	214.0
7.307E23	2.078	2.704	0.4962	3.364	4.163	- 7.706	2.12E-01	1.89E-01	1.131	236.3
7.497E23	3.866	4.827	0.4365	3.683	4.175	- 7.845	5.35E-01	4.76E-01	0.911	265.1
7.687E23	7.768	8.263	0.3858	3.819	4.185	- 7.963	8.49E-01	7.55E-01	0.766	303.8
7.877E23	12.73	11.58	0.3578	3.854	4.196	- 8.004	9.38E-01	8.34E-01	0.733	349.8
8.067E23	17.41	14.18	0.3407	3.872	4.206	- 8.021	9.65E-01	8.60E-01	0.723	399.1

la région de la photosphère où se forme le continu est plus chaude que dans les étoiles les plus chaudes où WILSON [57] a détecté (à 10 Å/mm) une émission; elle est plus chaude aussi que dans Procyon, où KRAFT et EDMONDS [41] ont observé, à 3.2 et 4.8 Å/mm, un faible renversement. Le flux continu est 4 fois plus intense, à 3933 Å, pour une étoile de température effective 8000°K, que pour Procyon (T_{eff} = 6385°K); par effet de contraste, une émission dans la raie K de même intensité que celle qui apparaît dans Procyon sera très difficile à observer dans une étoile A.

Cependant le test suivant devrait être mené : calculer avec un modèle en équilibre radiatif le fond de la raie K hors ETL, à l'aide du programme de DUMONT [19], et observer à très haute résolution la région centrale de la raie K. Si l'intensité observée au centre de la raie ne peut être reproduite avec un tel modèle, et en particulier si elle est plus faible, on aura un argument en faveur de l'existence d'une chromosphère.

Faute de disposer de très bonnes observations de profils, nous supposerons, dans ce qui suit, que l'ETL est réalisé : c'est-à-dire que la fonction source dans une raie ne dépend pas du champ de rayonnement qui est une quantité « non locale » [53], elle ne dépend que de la température locale, supposée égale à la température électronique. Indépendamment de la qualité des observations disponibles, nous sommes conscient que le diagnostic spectroscopique classique escamote le problème de la formation des raies; en particulier l'hypothèse de l'ETL est intenable si on veut calculer le flux sortant au centre d'une raie forte telle la raie K. La justification que nous proposons du modèle adopté pour ζ Lyr A repose donc sur les ailes de la raie K, et non sur le centre.

2° Avant de discuter le profil de la raie K, nous rappelons sommairement les grandes lignes du calcul d'un profil de raie : le flux sortant en un point distant de $\Delta\lambda$ par rapport au centre de la raie est obtenu par une formule de quadrature due à CAYREL [12], connaissant la fonction de Planck à tous les niveaux d'une atmosphère modèle, les coefficients d'absorption continue et sélective et les profondeurs optiques correspondantes. Le programme de calcul de raies est une version en Fortran IV, due à M. SPITE [51], d'un programme dont les performances principales sont décrites dans la thèse de Cayrel [11].

La fonction d'élargissement des raies est la fonction de Voigt H (a, v),

où $a = \dfrac{\gamma}{4\pi\ \Delta\nu_D} = \dfrac{\gamma\,\lambda^2}{4\pi c\,\Delta\lambda_D}$, $v = \dfrac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$; $\Delta\lambda_D$

désigne comme d'habitude la largeur Doppler. Le programme permet de calculer la variation de a avec la profondeur.

Le calcul d'une raie (profil ou largeur équivalente) suppose donnés, outre le modèle : la quantité gf, produit du poids statistique g du niveau inférieur i de la transition $i \rightarrow j$ par la force d'oscillateur absolue f; la longueur d'onde λ; l'énergie d'excitation du niveau inférieur de la transition; la première et la seconde énergie d'ionisation de l'atome rayonnant; les fonctions de partition pour l'atome neutre une fois et deux fois ionisé u (T), les constantes d'élargissement γ_{rad}, γ_e et γ_H déjà définies au chapitre II (§ IV); γ_e et γ_H sont fonctions de T, et on a :

$$\gamma = \gamma_{rad} + \gamma_e\, N_e + \gamma_H\, N_H^o$$

N_e et N_H^o étant respectivement le nombre d'électrons et le nombre d'atomes d'hydrogène neutre par cm^3.

Sauf spécification contraire, nous tirons γ_e (T) des tables publiées par GRIEM [27], tout au moins pour les atomes où le calcul de γ_e a été fait . γ_H dépend de la température par la formule de Lindholm-Van der Waals, dont nous avons déjà rappelé le caractère peu précis.

$$\gamma_H = 17\ C_H^{2/5}\ v^{3/5}\ N_H^o \qquad (1)$$

v est la vitesse relative moyenne de l'atome rayonnant et de l'atome d'hydrogène avec lequel il entre en collision. On a :

$$v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi}\left(1 + \frac{1}{M}\right)}$$

M étant la masse de l'atome rayonnant et R la constance des gaz.

$$C_H = 6.4625\ 10^{-34}\left[\left(\frac{R_j}{a_o}\right)^2 - \left(\frac{R_i}{a_o}\right)^2\right]$$

$\dfrac{R_i}{a_o}$ et $\dfrac{R_j}{a_o}$ désignent le rayon moyen des orbitales i et j, rapporté au rayon de Bohr a_o.

Nous avons usuellement évalué R_i/a_o par la formule coulombienne classique :

$$\left(\frac{R_i}{a_o}\right)^2 = \frac{n^{\star 2}}{2Z^2}\left[5n^{\star 2} + 1 - 3l\ (l+1)\right] \qquad (2)$$

où $n^\star$ est le nombre quantique principal effectif du niveau i;
l le nombre quantique orbital;
Z la charge effective du noyau de l'atome rayonnant.

Les fonctions de partition proviennent soit des tables de CAYREL et JUGAKU [13], soit, pour tous les éléments qui n'y figurent pas et pour les valeurs de $\theta < 0.4$, de l'ouvrage de DRAWIN et FELENBOK [17].

3° Nous avons calculé le profil de la raie K de Ca II, dans le but de tester l'hypothèse de BÖHM-VITENSE [8], selon laquelle l'aspect de la raie K dans les étoiles A_m peut s'interpréter si une pression électronique beaucoup plus faible que celle qui conviendrait à une étoile naine règne dans les couches superficielles de l'atmosphère.

Les constantes atomiques suivantes caractérisent la raie K :

$gf = 1.507$ [18]

$\gamma_{rad} = 1.9\ 10^8 s^{-1}$ [40]

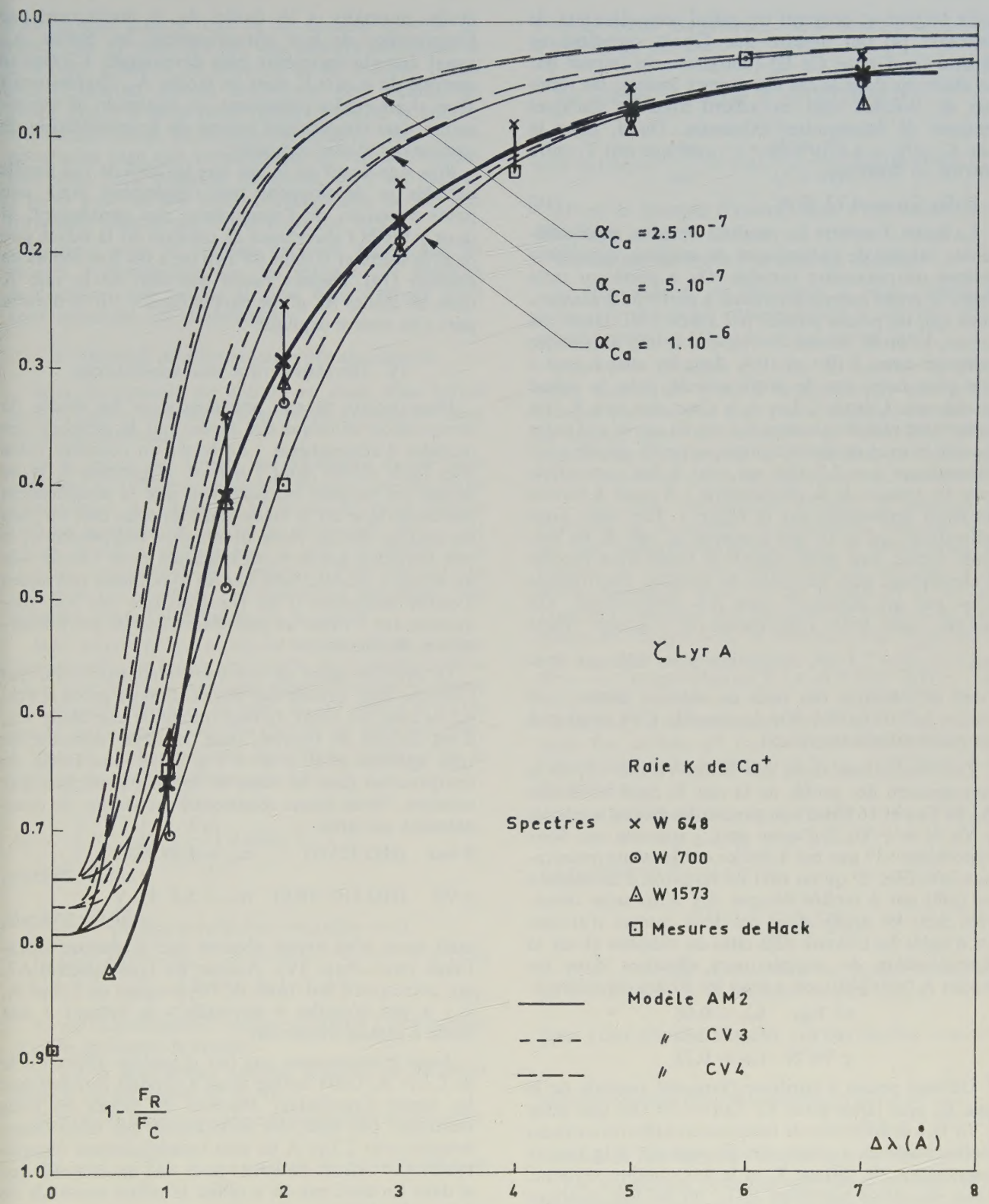

FIG. 3.

Profil de la raie K calculé pour les 3 modèles AM2, CV3, CV4, et pour les abondances de calcium. $\frac{N_{Ca}}{N_H} = 2.5\ 10^{-7}$, 5.10^{-7} et 10^{-6}. Les points expérimentaux sont obtenus à partir de 3 spectres.

La largeur γ_e provient du calcul semi-classique de BRÉCHOT [9] qui montre que Griem surestime en général (sauf pour Ca II) l'élargissement impact par les électrons dans le cas des atomes ionisés; les résultats de Bréchot sont en accord avec les quelques mesures de laboratoires existantes. On a, pour la raie K, $\gamma/N_e = 1.6\ 10^{-6}$ cm^{-3} s^{-1} quel que soit T, entre 5000°K et 40000°K.

Enfin $C_H = 4.72\ 10^{-33}$ [18]

La figure 3 montre les résultats obtenus, pour différentes valeurs de l'abondance de calcium, considérée comme un paramètre variable. On a porté sur cette figure le profil moyen déterminé à partir de 3 plaques, ainsi que les points publiés par HACK [30]. Dans son noyau, le profil moyen correspond à une abondance comprise entre $5\ 10^{-7}$ et 10^{-6}; dans les ailes il tend à être plus large que le profil calculé pour la même abondance. L'étoile ζ Lyr A a donc une raie K très légèrement plus étroite dans son noyau que ce que notre modèle permet de prévoir; mais un profil calculé pour l'abondance $\alpha = 7.5\ 10^{-7}$ est tout à fait compatible avec les erreurs de la photométrie : il passe à travers les tirets représentés sur la figure 3. Par suite, nous admettrons qu'en ce qui concerne la raie K du calcium ionisé, son profil calculé à l'aide d'un modèle d'atmosphère sans anomalie de pression électronique n'est pas en désaccord avec les observations. On obtient ainsi pour l'abondance de Ca une valeur $\alpha_{Ca} = \frac{N_{Ca}}{N_H} = 7.5\ 10^{7}$, compatible avec celle qui provient de l'analyse des raies du calcium neutre, soit $\alpha_{Ca} = 5.7\ 10^{-7}$ (cf § V). Le modèle CV4 conduit à un profil calculé trop étroit.

Les conclusions tirées par BOHM-VITENSE [8] de la comparaison des profils de la raie K dans les étoiles A_m 63 Tau et 16 Ori d'une part, et les étoiles normales γ Vir N et γ Vir S d'autre part, s'appuient sur deux hypothèses : 1° que ces 4 étoiles ont la même température effective, 2° qu'un effet de variation d'abondance ne suffit pas à rendre compte des différences observées dans les profils pour ces deux couples d'étoiles. Or d'après les travaux déjà cités au chapitre II sur la détermination de températures effectives dans les étoiles A (voir [49]), on a pour les étoiles considérées:

63 Tau $\theta_{eff} = 0.68$
16 Ori $\theta_{eff} = 0.65$
γ Vir N $\theta_{eff} = 0.72$

On peut penser à attribuer l'intensité centrale de la raie K, plus faible pour 63 Tau et 16 Ori que pour γ Vir N, à la différence de température effective entre ces étoiles ; celle-ci a pour effet de modifier à la fois la température de surface T_o et le flux continu rayonné. Mais un calcul purement ETL, où les flux continus sont obtenus par interpolation et extrapolation dans les tables de MIHALAS [43] et les flux sélectifs identifiés à B_ν (T_o), conduit à une différence d'intensité centrale entre ces étoiles beaucoup plus faible que celle observée par Böhm-Vitense. La possibilité demeure que les étoiles normales et les étoiles A_m se distinguent par l'importance de leur chromosphère, les étoiles A_m ayant une chromosphère plus développée. L'intensité centrale de la raie K dans les étoiles A_m s'expliquerait alors si ces étoiles présentent, au minimum de température, une température voisine de la température de surface des étoiles normales.

Plus significatif est le fait que les ailes de nos profils calculés se développent très rapidement pour une petite variation de l'abondance; par conséquent, si dans γ Vir N l'abondance de calcium est la même que dans le soleil, et si dans 63 Tau on a dix fois moins de calcium [14], l'aspect relatif des ailes de la raie K dans les étoiles A_m d'une part et dans γ Vir N d'autre part s'en trouve expliqué.

IV. DÉTERMINATION DES ABONDANCES.

Deux points de vue prévalent dans les études de composition chimique des étoiles par la méthode des modèles d'atmosphères : ou bien l'on compare entre elles deux étoiles dont l'une est « normale », et ce faisant on suppose explicitement que la stratification atmosphérique est la même dans les deux cas; ou bien on analyse chaque étoile de manière indépendante, et ceci implique que le modèle adopté pour l'étoile soit un « bon » modèle, tant par les hypothèses physiques à partir desquelles il est construit que par son adéquation aux critères les plus divers fournis par l'observation de l'étoile.

Le premier point de vue est évidemment celui qui s'impose dans l'étude des étoiles de type spectral voisin de celui du soleil. Lorsqu'on étudie une étoile A_m, il est difficile de trouver, dans le même domaine de type spectral ($0.10 \leqslant B - V \leqslant 0.35$), une étoile de comparaison dont les raies ne soient pas élargies par rotation. Nous avons sélectionné les étoiles de comparaison suivantes :

9 Aur (HD 32537) $m_v = 4.99$ F0 V
$v \sin i < 25$ km/s,
γ Vir (HD 110 378-9) $m_v = 5.5$ F0 V
$v \sin i < 25$ km/s,

mais nous n'en avons observé que le spectre infrarouge (voir chap. IV). Autour du type spectral A7, qui correspond aux raies de l'hydrogène de ζ Lyr A, il y a peu d'étoiles « normales » se prêtant à une étude à grande dispersion.

Aussi n'avons-nous pas fait d'analyse différentielle de ζ Lyr A. Cette option nous a conduit à rechercher les forces d'oscillateur absolues de toutes les raies mesurées; par suite, les abondances que nous déterminons pour ζ Lyr A ne sont immédiatement comparables aux valeurs obtenues pour une autre étoile que si dans les deux cas on a utilisé le même ensemble de forces d'oscillateur.

La littérature s'est progressivement enrichie, dans les dernières années, en résultats expérimentaux et théoriques sur les forces d'oscillateur, de sorte que pour la plupart des atomes dont on observe des raies

d'absorption dans ζ Lyr A on dispose souvent de valeurs de *gf* obtenues par des auteurs différents, et il devient possible de faire un choix critique parmi elles. Quelques atomes demeurent peu étudiés, au moins quant à leurs raies visibles : citons le soufre, le silicium ionisé, le magnésium neutre. Nous avons néanmoins jugé que suffisamment de forces d'oscillateur sont bien connues (à mieux qu'à un facteur 2 près) pour qu'une étude d'abondances ne soit pas fortement affectée par l'incertitude sur les *gf*.

Comme nous le verrons, ce sont finalement les erreurs systématiques sur les mesures de largeurs équivalentes qui pèsent le plus dans l'erreur dont sont entachées les abondances.

1. Méthode de détermination des abondances.

Selon la richesse du spectre en raies d'un même atome, neutre ou ionisé, nous avons procédé de deux manières différentes :

a) Si, pour un atome, on n'observe qu'un petit nombre ($\leqslant 6$) de raies non « blendées », on détermine l'abondance de l'élément en calculant pour chaque raie un morceau de courbe de croissance, $W = f(\alpha)$ et en cherchant l'abondance α qui correspond à la largeur équivalente W observée. Puis on fait la moyenne des résultats : ce procédé a été utilisé, par exemple, pour l'aluminium ou le cuivre.

b) Si, au contraire, l'atome est représenté par de nombreuses raies, on forme une courbe de croissance empirique avec les raies présentes dans un même domaine de longueur d'onde. Les raies du fer neutre et du fer ionisé, par exemple, ont été traitées de cette manière.

Cas a). — L'expression analytique classique de la largeur équivalente d'une raie est :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{F_R}{F_C}\right) d(\Delta\lambda) =$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{\int_0^{\infty} B_\nu(\tau_S + \tau_\lambda)\, E_2(\tau_S + \tau_\lambda)\, d(\tau_S + \tau_\lambda)}{\int_0^{\infty} B_\nu(\tau_\lambda)\, E_2(\tau_\lambda)\, d\tau_\lambda}\right) d(\Delta\lambda) \qquad (3)$$

τ_λ est la profondeur optique continue à la longueur d'onde du centre de la raie.

τ_S est la profondeur optique sélective en un point situé à $\Delta\lambda$ du centre de la raie.

$E_2(t)$ est la fonction integroexponentielle du 2e ordre.

On a $\tau_\lambda = \int_0^{n_H} (\sigma + \varkappa_\lambda)\, d n_H$ où $\varkappa_\lambda$ est le coefficient d'absorption continue par noyau d'hydrogène, à la longueur d'onde λ, et σ le coefficient de diffusion. Si $(\sigma + \varkappa_\lambda)^*$ est le même coefficient par de matière, on a

$$(\sigma + \varkappa_\lambda) = (\sigma + \varkappa_\lambda)^* \frac{\rho}{N_H} = (\sigma + \varkappa_\lambda)^* m_H \sum_i M_i \alpha_i.$$

ρ est la masse volumique, N_H le nombre de noyaux d'hydrogène par cm³.

Par ailleurs, $\tau_S(\Delta\lambda) = \int_0^{n_H} \varkappa_S(\Delta\lambda)\, dn_H$

avec $\varkappa_S(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 \alpha gf \frac{H(a, v)}{\sqrt{\pi}\, \Delta\lambda_D} P(1\text{-}e^{-h\nu/kT})$.

*g*P est la fraction d'atomes dans l'état initial de la transition.

Les autres notations ont déjà été définies.

gf étant donné, on fait varier α et la courbe de croissance théorique correspondant à *une* raie est la relation entre log (W/λ) et log (α) ou log (αgf).

Cas b). — L'intérêt du tracé de courbes de croissance empiriques prête à discussion; la plus grosse critique que l'on peut faire à cette méthode est celle-ci : en traçant pour un ensemble de raies d'un même atome une seule courbe de croissance, on opère certaines moyennes qui sont physiquement mal définies.

— En effet, considérons d'abord la question de l'abscisse de la courbe de croissance, soit log X. X est une quantité proportionnelle à l'abondance de l'atome, à l'intensité intrinsèque de la raie, à un terme dépendant à la fois du modèle et de la raie. Dans le formalisme des fonctions de poids et de saturation de PECKER [46], W s'exprime par la relation :

$$W = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 \alpha gf \int_0^{\infty} G_\lambda(\tau_\lambda)\, \Psi(x, a)\, P(\tau_\lambda) \frac{d\tau_\lambda}{\varkappa_\lambda(\tau_\lambda)} \qquad (4)$$

où $G_\lambda(\tau_\lambda)$ est la fonction de poids, dépendant uniquement du modèle, *g*P (τ_λ) la fraction d'atomes dans l'état initial de la transition et $\Psi(x, a)$ la fonction de saturation.

Pour les raies faibles uniquement,

$$a = 0 \text{ et } \Psi(x, a) = 1.$$

La population P (τ_λ) s'écrit :

$$P(\tau_\lambda) = \frac{10^{-\chi_i \theta}\, n_r}{u_r(\theta) \sum_r n_r}$$

si χ_i est l'énergie d'excitation du niveau inférieur *i* de la transition, u_r la fonction de partition de l'atome dans l'état d'ionisation *r* et $\frac{n_r}{\sum_r n_r}$ la fraction d'atomes absorbants dans l'état d'ionisation *r*. $p(\tau_\lambda) = \frac{n_r}{\sum_r n_r} \frac{1}{u_r(\theta)}$ dépend du modèle et de l'atome, non de la raie.

Par conséquent pour une raie *faible* on peut *définir* une température moyenne de la couche où se forme la raie, que nous appelons température d'excitation, soit T_{exc} :

$$W = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 \alpha gf\, 10^{-\chi_i \theta_{exc}} \int_0^{\infty} G_\lambda(\tau_\lambda)\, p(\tau_\lambda) \frac{d\tau_\lambda}{\varkappa_\lambda(\tau_\lambda)} \qquad (5)$$

Pour un atome donné, l'intégrale ne dépend que du modèle et l'on peut écrire :

$$\log\left(\frac{W}{\lambda}\right) = \log(\alpha gf) - \chi_i\,\theta_{exc} + \log\alpha + cte. \qquad (6).$$

CAYREL et JUGAKU [13] introduisent la quantité :

$$\Gamma = \frac{\pi e^2}{mc^2}\lambda \int_o^\infty G_\lambda(\tau_\lambda)\,P(\tau_\lambda)\frac{d\tau_\lambda}{\varkappa_\lambda(\tau_\lambda)} = \frac{\pi e^2}{mc^2}\lambda\int_o^\infty \Phi(\tau_\lambda)\,d\tau_\lambda \qquad (7).$$

$\tau_\lambda\,\Phi(\tau_\lambda)$ est la fonction de contribution; en fonction de $\log(\tau_\lambda)$ elle présente un maximum, dont l'abscisse définit la « profondeur de formation » de la raie faible considérée. De (5) et (7) on tire selon [13] : $\log\left(\frac{W}{\lambda}\right) = \log(\alpha gf) + \log\Gamma$, relation valable pour une raie faible. Or on peut montrer que pour un atome donné, rayonnant dans une atmosphère d'étoile A, $\log\Gamma$ est une fonction linéaire de χ ($0 < \chi < 5$ ev). Ceci légitime la définition de θ_{exc} comme une température moyenne à la couche où se forment les raies faibles, et l'on peut vérifier, pour les raies des atomes dont la première énergie d'ionisation n'est pas trop forte ($\chi_{ion} < 8$ ev) que les fonctions de contribution ont un maximum bien défini pour $0.15 < \tau_{5000} < 0.20$ (fig. 4).

En adoptant pour abscisse de la courbe de croissance empirique correspondant à un atome :

$$\log X = \log(gf\lambda) - \chi_i\theta_{exc}$$

où θ_{exc} peut être calculé à partir d'un modèle, nous affectons donc explicitement à θ_{exc} la définition donnée ci-dessus, et nous l'étendons aux raies fortes.

Pratiquement, nous avons d'une part calculé θ_{exc} pour différents atomes et ions; nous avons, d'autre part, tracé toutes les courbes de croissance suffisamment riches en raies avec plusieurs valeurs de θ_{exc}, θ_{exc} étant considéré dans ce cas comme un paramètre, et nous avons cherché la valeur de θ_{exc} pour laquelle les points correspondant à des raies d'énergies d'excitation différentes se groupent avec le minimum de dispersion autour d'une courbe de croissance. Compte tenu du fait que les raies faibles ne sont pas les plus nombreuses dans la liste de raies retenues, et compte tenu de l'appréciation que nous avons faite de la probabilité pour chaque raie d'être blendée (voir tab. III, chap. I), nous avons procédé graphiquement à la détermination de cette dispersion minimum.

— Une seconde difficulté dans l'interprétation des courbes de croissance empiriques provient de la variation du coefficient d'absorption continue, et donc du flux continu sortant, avec λ. On pallie cette difficulté en ne regroupant sur une même courbe de croissance que les points correspondant à des raies formées dans le même domaine de λ. Une telle courbe doit comporter, en abscisse, un θ_{exc} calculé pour le même domaine de λ. A titre d'exemple, on donne dans le tableau IV, pour le fer neutre et le fer ionisé, les valeurs de θ_{exc} calculées avec le modèle AM2, pour trois régions spectrales et les valeurs de θ_{exc} satisfaisant, pour chacune de ces régions, à la condition de dispersion minimum de points expérimentaux. On notera ici que l'erreur sur ce dernier θ_{exc} est due non seulement à l'imprécision des mesures de W, mais encore à l'erreur sur les *gf*. Celle-ci sera discutée à un prochain paragraphe.

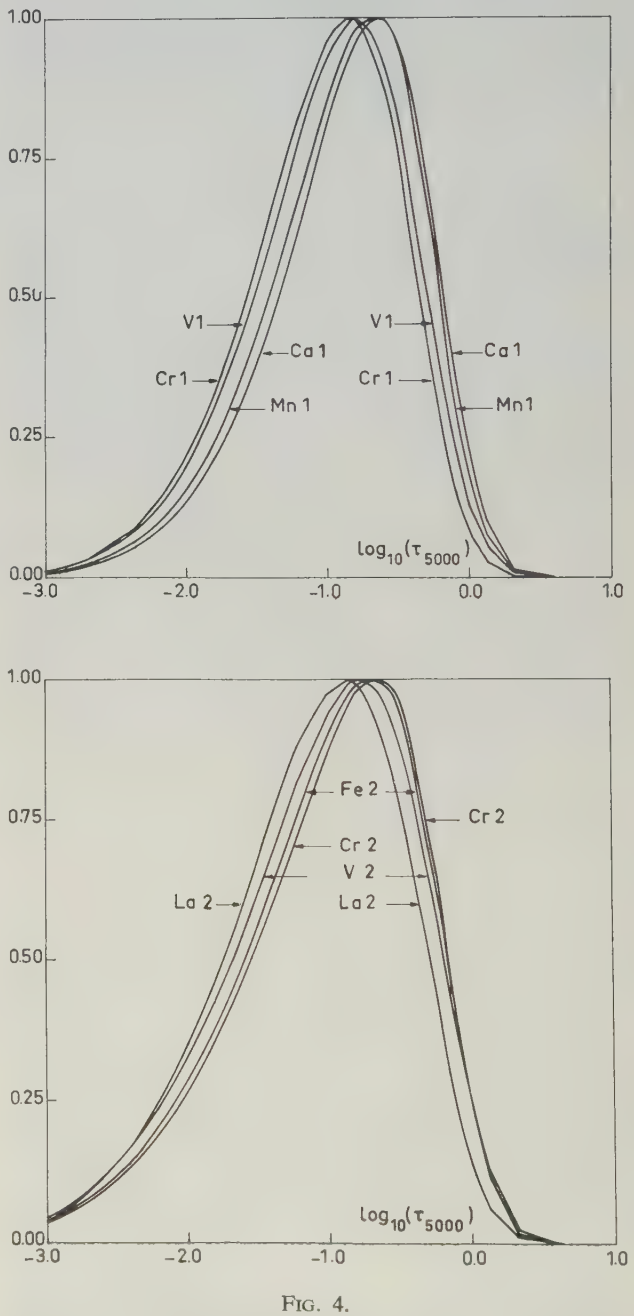

FIG. 4.

Exemples de fonctions de contribution : 4 a) en haut, raies d'atomes neutres; 4 b) en bas, raies d'atomes ionisés. Les raies considérées sont : 4 a) V I λ 4379.24 ; Cr I λ 5409.79 ; Ca I λ 5588.76 ; Mn I λ5377.63. 4 b) V II λ 4002.94 ; Cr II λ 5313.59 ; Fe II λ 5234.62 ;La II λ 4058.08.

TABLEAU IV.

Élément	$3800 < \lambda < 4600$ Å		$4800 < \lambda < 5500$ Å		$5500 < \lambda < 6350$ Å	
	$\theta_{exc\ cal.}$	$\theta_{exc\ emp.}$	$\theta_{exc\ cal.}$	$\theta_{exc\ emp.}$	$\theta_{exc\ cal.}$	$\theta_{exc\ emp.}$
Fe I	0.73	0.73	0.74	0.73	0.74	0.75
Fe II	0.74	0.70	0.75	0.70	0.75	0.70

On a vérifié que θ_{exc} calculé ne dépend pas de la gravité du modèle, dans le domaine de gravité des étoiles A_m, mais il varie avec sa température effective. A l'erreur $\Delta\theta_{eff} = \pm\ 0.20$ acceptée au chapitre II, correspond un $\Delta\theta_{exc} = \pm\ 0.03$. θ_{exc} calculé est donc compatible avec la valeur empirique, pour le fer neutre. Pour le fer ionisé, les raies utilisées couvrent un domaine de χ plus restreint et il est plus difficile d'apprécier la dispersion minimum des points sur la courbe de croissance. Le tableau IV semble néanmoins indiquer qu'un modèle plus chaud conviendrait mieux à l'interprétation du spectre de Fe II.

— Enfin un dernier point délicat, lié à l'usage des courbes de croissance empiriques, concerne la signification de la vitesse de microturbulence tirée de la position du palier et la relation qui existe entre les abondances et cette vitesse. Nous envisagerons ce point au paragraphe suivant.

Disposant donc de courbes de croissance empiriques, où les points ont pour abscisse :

$$\log X_{emp} = \log (gf\lambda) - \chi\, \theta_{exc}$$

ayant calculé, par ailleurs, pour un petit nombre de raies de longueur d'onde λ_i et d'énergie d'excitation χ_i des courbes de croissance théoriques d'abscisse :

$$\log X_{calc} = \log (\alpha\, (gf)_i)$$

on tire l'abondance de relations telles que :

$$\Delta (\log X)_i = \log X_{calc} - \log X_{emp} = \log \alpha - (\log \lambda_i - \chi_i\, \theta_{exc}).$$

$\Delta (\log X)_i$ représente le glissement nécessaire pour amener en coïncidence la partie linéaire « raie faible » des courbes de croissance empirique et théorique.

2. *Vitesse de turbulence à petite échelle.*

Les mouvements non thermiques à petite échelle se comportent comme les mouvements thermiques pour élargir le profil des raies.

La largeur Doppler d'une raie est donc déterminée par la vitesse carrée moyenne totale :

$$\overline{V^2} = \overline{\xi^2_{therm}} + \overline{\xi^2_t} = \frac{2kT_{cin}}{m}$$

où T_{cin} est la température cinétique pour l'atome de masse m, et où ξ_{therm} désigne la vitesse thermique d'agitation $\frac{2kT_e}{m}$.

Au centre du disque, la largeur équivalente d'une raie formée en E.T.L. au palier de la courbe de croissance peut s'écrire [47] :

$$W = cte\ \sqrt{\pi}\ \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT_{cin}}{m}}\ \frac{\nabla B}{1 + \nabla B} \qquad (8)$$

où $\nabla B = \frac{dB_\lambda}{d\tau_\lambda}$ est le gradient de la fonction source à la profondeur continue moyenne τ_λ où est supposée formée la raie, profondeur à laquelle correspond la température cinétique T_{cin}.

Cette formule de première approximation montre que, dans l'opération d'ajustement d'une courbe de croissance théorique à une courbe de croissance empirique, le glissement le long de l'axe des ordonnées dépend de deux paramètres, ∇B et T_{cin}.

$$\Delta \log (Y) = \Delta \log \left(\frac{\nabla B}{1 + \nabla B} \sqrt{T_{cin}} \right) \qquad (9)$$

où $Y = W/\lambda$.

Si l'on admet que la quantité ∇B correspondant au modèle à partir duquel est calculée la courbe de croissance théorique est bonne, le glissement fournit $\sqrt{T_{cin}}$, et donc ξ_t, à condition qu'on connaisse la température électronique T_e de « la » couche où se forment les raies.

L'ambiguïté attachée à cette grandeur ξ_t est bien connue. D'une part, on ne peut l'obtenir avec quelque sens qu'à partir d'une courbe de croissance tracée à l'aide de raies appartenant à un domaine spectral tel que ∇B ne varie pas trop sur ce domaine, à $\bar{\tau}$ donné. On vérifie que, dans le cas de Fe I, il en est bien ainsi pour les trois domaines définis au tableau IV : $\frac{dB_\lambda}{d\tau_\lambda}$, à $\bar{\tau} = 0.1$, ne varie pas de plus de 1 % sur le premier domaine, de plus de 5 % sur les deux autres. Cette vérification fait appel à l'un de nos modèles préliminaires et B_λ est la fonction de Planck.

D'autre part, dans le cas stellaire, on ne peut s'affranchir de l'arbitraire qui consiste à affecter la vitesse ξ_t à *une* couche de l'atmosphère, déterminée par sa température électronique T_e. Dans le cas des étoiles A_m, l'erreur ainsi commise n'est pas très significative quant à la valeur absolue de ξ_t, car ξ_t^2 l'emporte nettement sur $\frac{2kT_e}{m}$.

On ne peut non plus ignorer l'influence sur ξ_t du modèle préalablement choisi pour calculer les courbes de croissance théoriques. En effet, dans une atmosphère où les raies métalliques sont nombreuses et supposées formées en ETL, la quantité ∇B est plus grande, dans la région d'où ces raies sont issues, qu'elle ne serait dans un modèle construit sans raies : c'est l'un des aspects classiques de l'effet de serre. Si ∇B croît, $\frac{\nabla B}{1 + \nabla B}$ croît aussi, et à un même glissement $\Delta \log Y$ correspond une vitesse ξ_t plus faible.

Mais l'objection la plus sérieuse à la détermination de la vitesse de microturbulence à partir du palier de la courbe de croissance réside dans la sensibilité de la position du palier à la forme de la fonction source dans les raies.

Si la fonction source au centre des raies est plus petite que la fonction source ETL, il en résulte que la comparaison d'une courbe de croissance empirique à une courbe de croissance calculée dans l'hypothèse de l'ETL fournit une valeur de ξ_t trop grande. Or la profondeur optique à laquelle la fonction source rejoint la fonction de Planck dépend de la longueur de thermalisation; celle-ci est elle-même fonction de T_e, N_e et de la nature de la raie (dominée par les collisions, ou dominée par les photoionisations). Une étude critique des raies à partir desquelles on pourrait déterminer ξ_t avec une certaine sécurité n'a pas encore été menée.

En procédant classiquement, nous obtenons un résultat homogène à ceux des auteurs qui ont étudié un grand nombre de raies par la méthode des courbes de croissance; sa valeur est différentielle.

Nous avons calculé nos courbes de croissance théoriques à l'aide du modèle AM 2. Les raies de Balmer, dont l'absorption a été considérée explicitement par Mihalas dans la solution de l'équation de transfert pour en obtenir une distribution de température, modifient peu le gradient de T dans les couches de $\bar{\tau} \simeq 0.1$, par rapport à un modèle sans raies; mais l'effet des raies métalliques n'est pas considéré. Par conséquent, la valeur de ξ_t que nous obtenons pour ζ Lyr A en lui attribuant le modèle AM 2 est sans doute une *limite supérieure* de la vitesse des éléments microturbulents dans l'atmosphère de cette étoile.

Comme les points expérimentaux avec lesquels on trace les courbes de croissance empiriques sont entachés d'erreurs en abscisse et en ordonnée, l'ajustement d'une courbe de croissance théorique et d'une courbe empirique fournit en définitive simultanément $\Delta \log X$ et $\Delta \log Y$ avec une certaine erreur. La figure 5

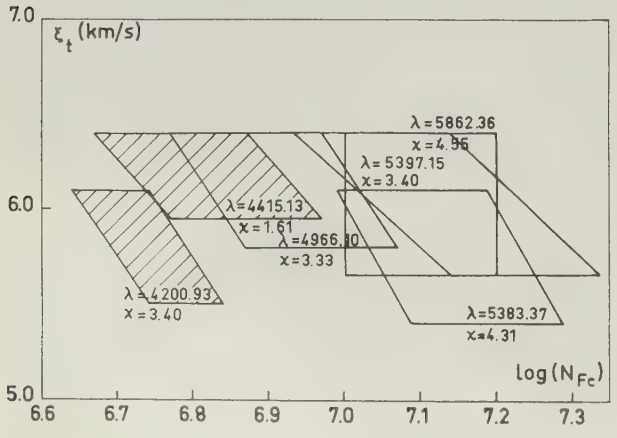

FIG. 5.

Domaines de tolérance en (ξ_t, log N_{Fe}), obtenus par ajustement de courbes de croissance empiriques du fer neutre, et d'un ensemble de courbes calculées avec le modèle AM2.

montre les domaines ainsi déterminés à partir de raies du fer neutre : l'abscisse est l'abondance du fer log N_{Fe} dans l'échelle usuelle où log $N_H = 12$, l'ordonnée ξ_t. Ces valeurs de ξ_t ont été calculées à partir de $\Delta \log Y$ en supposant que $\theta_e = 0.75$ à la couche où se forment les raies du fer. ($\theta_e \simeq \theta_{exc}$).

La courbe de croissance empirique 1 de Fe I ($3800 < \lambda < 4600$ Å) a été interprétée à l'aide de courbes théoriques pour les raies λ 4200.9 et 4415.1, la courbe de croissance empirique 2 ($4800 < \lambda < 5500$ Å) à l'aide des courbes théoriques pour les raies λ 4966.1,5383.4 et 5397.1, enfin la courbe de croissance empirique 3 ($5500 < \lambda < 6350$ Å) à l'aide de la courbe théorique pour la raie λ 5862.4. On ne remarque pas d'effet systématique de classement des domaines définis sur la figure 5 en fonction de l'énergie d'excitation des raies. Par contre, on note une tendance à obtenir une abondance plus forte à l'aide des raies de longueur d'onde supérieure à 4800 Å, c'est-à-dire à partir des courbes de croissance empiriques 2 et 3. Or les largeurs équivalentes correspondant à ces deux courbes proviennent de spectres à la dispersion 12.4 Å/mm, au lieu de 9.5 Å/mm pour la courbe 1. Un léger effet systématique dû aux dispersions différentes est sans doute responsable de l'allure de la figure 5.

La vitesse de microturbulence adoptée est $\xi_t = 6 \pm 0.4$ km/s.

3. *Forces d'oscillateur des raies étudiées.*

Nous avons recherché les forces d'oscillateur absolues à l'aide de la compilation *Bibliography on Atomic Transition Probabilities* [23].

Pour les éléments légers, ou pour les configurations à un électron pour lesquels il existe des forces d'oscillateur calculées, nous avons adopté ces valeurs calculées lorsqu'il y avait désaccord avec les valeurs mesurées, ou lorsque les mesures manquent (cas des raies de Mg I, de Ba II, de SI).

Dans le cas d'atomes pour lesquels plusieurs listes de forces d'oscillateurs expérimentales existent, dont la table de CORLISS et BOZMAN, qui présente l'avantage de contenir un grand nombre de raies pour certains atomes, nous avons utilisé cette dernière table, mais seulement après nous être assurés que la corrélation est bonne entre les valeurs des *gf* de Corliss et Bozman, et les autres valeurs publiées. C'est le cas de Cr I et de Co I.

D'une manière générale, nous avons tenu compte des remarques critiques contenues dans l'étude systématique des forces d'oscillateur de CORLISS et BOZMAN pour quelques atomes, due à KATTERBACH [37]. Mais pour les raies des terres rares, les *gf* de Corliss et Bozman constituent le seul ensemble de valeurs actuellement disponible, nous les avons donc utilisées.

C'est pour les raies d'atomes ionisés que le manque de forces d'oscillateur est le plus sensible. Warner a mesuré des forces d'oscillateur d'un certain nombre

TABLEAU V

R	Atomes	Références bibliographiques
1	Co I, CrI, Y II, Zr II et terres rares	CORLISS C.H., BOZMAN W.R., 1962, *N.B.S Monograph* 53.
2	Fe I	CORLISS C.H., WARNER B., 1964, *Ap. J. Suppl.*, **8**, 395.
3	Cr II	GROTH H.G., 1961, *Zs. f. Ap.*, **51**, 231.
4	cf 12	BOYARSCHUK M.E., BOYARSCHUK A.A. 1962, in *Optical Transition Probabilities*, Meroz ed., 448.
5	Ba II	GARSTANG R.H., HILLS J., 1966, *P.A.S.P.*, **78**, 70.
6	SI	*Calcul de* gf *par la méthode de Bates et Damgaard.*
7	Al I	PENKIN N.P., SHABANOVA L.N., 1963, *Optics and Spectr.*, **14**, 5.
9	Mg II, Na I	GRIEM H.R., 1964, in *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw Hill ed.
10	Fe II, Ti II, Mg I	KOHL K., 1964, *Zs.f.Ap.*, **60**, 115.
11	Ti II, V II, Cr II	WARNER B., 1967, *Mem. Roy. Astr. Soc.*, **70**, 165.
	Fe II, Sc II	
12	Fe II, Cr II	*Corrélation entre* $(gf)_4$ *et* $(gf)_{11}$.
13	Si II	HEY P., 1959, *Zs. f. Phys.*, **157**, 79.
14	Fe II	WARNER B., 1966, M.N., **133**, 389.
15	Zn I	GOLDBERG L., MULLER E., ALLER L.H., 1960, *Ap.J. Suppl.*, 5, 1.
16	Ca I	KÖSTLIN H., 1964, *Zs.f.Phys.*, **178**, 200.
17	C I	FOSTER E.W., 1962, *Proc. Phys. Soc.*, A 80, 882.
18	Ti II	TATUM J.B., 1961, *M.N.*, **122**, 311.
19	Ni I	CORLISS C.H., 1965, *J. Res. N.B.S.*, 69A, 87.
20	Mn I	HEFFERLIN R., GEARHART J., 1964, *J.Q.S.R.T.*, **4**, 9.
21	Cu I	RIEMANN M., 1964, *Zs.f.Phys.*, **179**, 38.
22	Si I, Si II	SCHULTZ E., 1967, communication personnelle.
23	Sr II	PENKIN N.P., 1964, *J.Q.S.R.T.*, **4**, 41.

de raies de Fe II et Cr II; nous les avons utilisées. Pour d'autres raies de Fe II, Warner a exploité les mesures de largeurs équivalentes de Kohl pour Sirius et en a tiré une liste de forces d'oscillateur « stellaires ». Certaines raies qui ne figurent dans aucune de ces deux listes, et qui sont néanmoins observées dans ζ Lyr A, se trouvent dans la liste de *gf* stellaires de Boyarschuk et Boyarschuk. Nous avons déterminé la corrélation entre les *gf* mesurés de Warner et les *gf* de Boyarschuk et Boyarschuk, et avons utilisé ces dernières valeurs ramenées à l'échelle de Warner.

On a ainsi, pour Fe II, $\log (gf)_W = \log (gf)_{B+B} - 0.1$ et pour Cr II (multiplets de numéro inférieur à 128) $\log (gf)_W = \log (gf)_{B+B} - 1$.

Enfin pour quelques raies de Fe II, nous avons retenu les mêmes *gf* que Kohl après avoir vérifié, à l'aide de 18 raies communes, appartenant à 5 multiplets, qu'il existe une corrélation acceptable entre ces *gf* et les mesures de Warner :

$$\log (gf)_W = \log (gf)_K - 0.1.$$

Nous pensons donc avoir utilisé pour les raies de Fe II et Cr II, un système homogène de *gf*, à 0.1 près en logarithme pour Fe II; ces valeurs sont toutes ramenées à l'échelle des mesures de Warner.

La corrélation donnée par Warner entre ses mesures et celles de Tatum pour les raies de Ti II nous a permis de compléter la liste des *gf* mesurés par WARNER, pour les raies de $\lambda > 4590$ Å. On a en effet $\log (gf)_W = \log (gf)_T + 0.10$.

On trouvera dans le tableau V les références bibliographiques utiles ainsi que les numéros de code qui figurent sous la colonne « R » du tableau III (chap. I) où sont récapitulées toutes les raies que nous avons mesurées dans ζ Lyr A.

De tous les éléments figurant au tableau V, le silicium constitue l'un des cas encore douteux.

Deux références sont données pour Si II, dans le tableau V : elles concernent les mesures de Schultz et celles de Hey. Les deux séries de mesures ont été faites dans un arc. L'accord entre elles n'est pas bon. En ce qui concerne les forces d'oscillateur calculées, on constate (tableau VI) que pour le multiplet 2, elles sont en bon accord avec les mesures de Hey, alors que pour les multiplets 3 et 5, il n'en est rien. Nous avons, faute d'un matériel plus sûr, étudié les raies du silicium II en considérant les deux séries de valeurs expérimentales de *gf*.

Quant à Si I, il semble que les forces d'oscillateur de Schultz permettent de tracer une courbe de croissance solaire des raies où la disdersion des points est réduite (Warner, communication personnelle).

Par conséquent ce sont ces valeurs que nous utiliserons.

V. LA COMPOSITION CHIMIQUE DE ζ LYR A.

1. *Courbes de croissance de quelques éléments riches en raies.*

On a porté à la figure 6 la courbe de croissance du fer neutre, construite ici avec toutes les raies mesurées, et deux des courbes théoriques ayant servi à l'interpréter. Ces dernières ont été calculées avec $\xi_t = 6$ km/s.

TABLEAU VI

Forces d'oscillateur de Si II.

λ	Mult.	log (gf)				
		Hey	Schultz	Biermann-Lübeck	Griem	Froese-Underhill
4128.05	3	0.22	- 0.24	0.60	0.56	0.58
4130.88	3	0.40	- 0.06	0.77	0.74	0.76
5056.35	5	0.31	0.29	—	- 0.40	- 0.34
5978.97	4	- 0.22	- 0.25	—	- 0.07	0.02
6347.09	2	0.25	- 0.03	0.25	0.21	0.28
6371.36	2	- 0.05	- 0.31	- 0.06	- 0.09	- 0.02

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BIERMANN L., LÜBECK K., 1948, *Zs f. Ap.*, **25**, 325.
FROESE C., UNDERHILL A.B., 1966, *Ap. J.*, **146**, 301.
HEY, SCHULTZ, GRIEM : cf. tableau V.

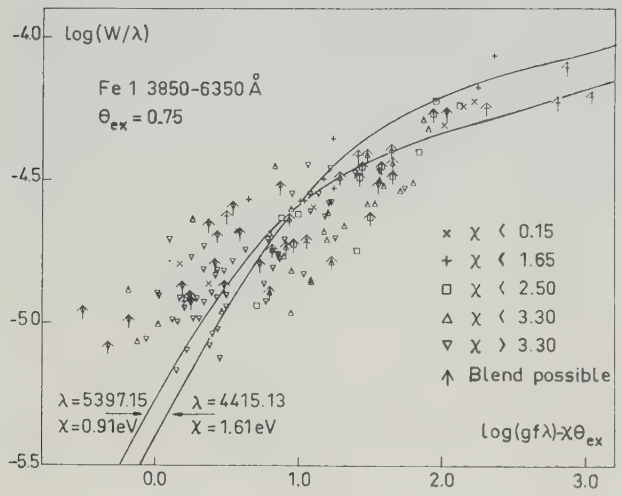

FIG. 6.
Courbe de croissance de Fe I.

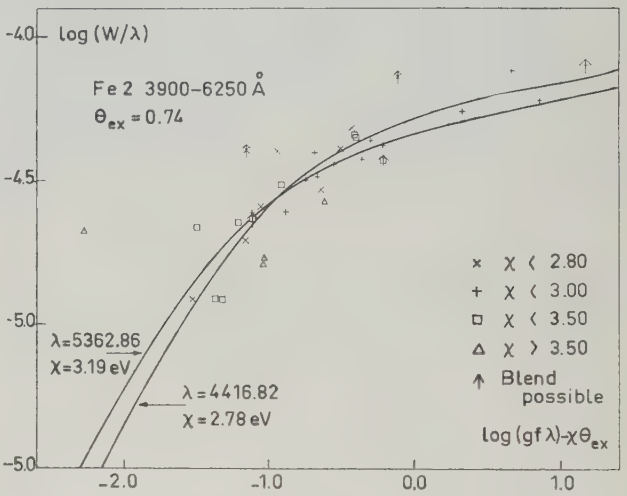

FIG. 8.
Courbe de croissance de Fe II.

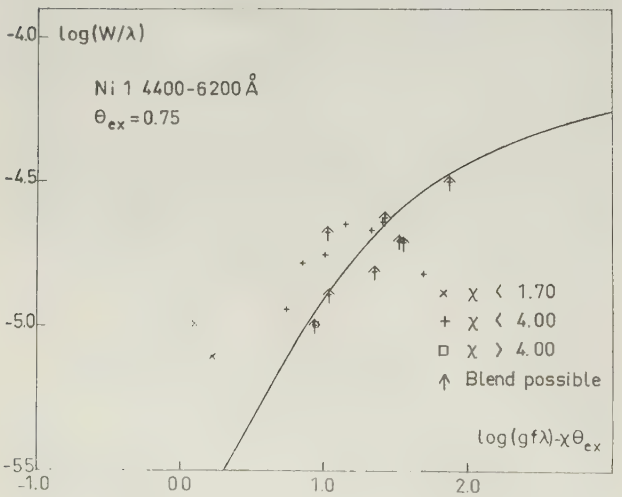

FIG. 7.
Courbe de croissance de Ni I.

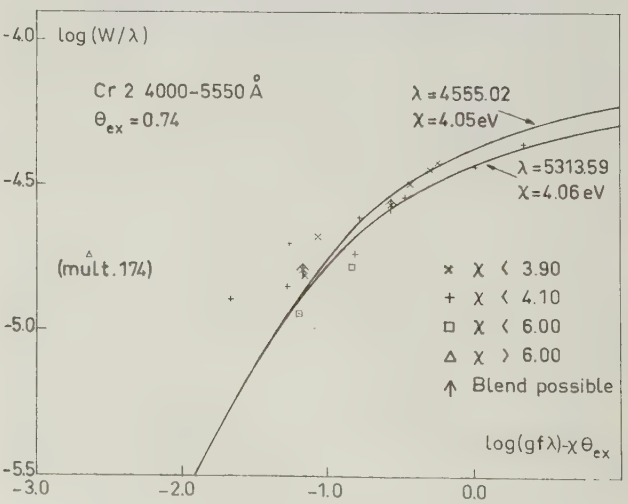

FIG. 9.
Courbe de croissance de Cr II.

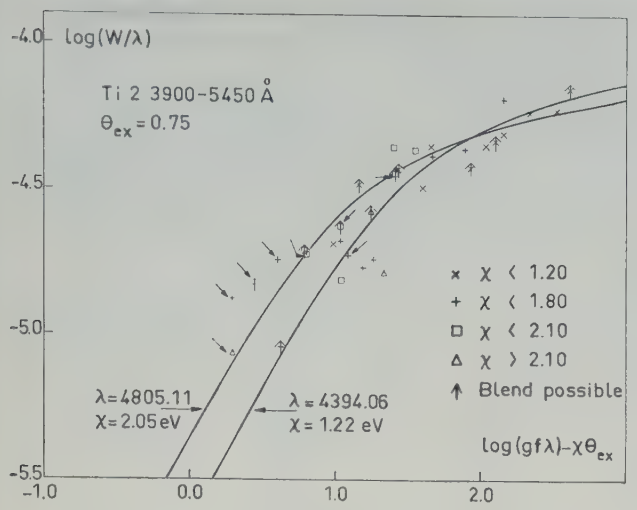

FIG. 10.

Courbe de croissance de Ti II. Les points marqués d'une flèche correspondent aux raies de longueur d'onde supérieure à 4 800 Å.

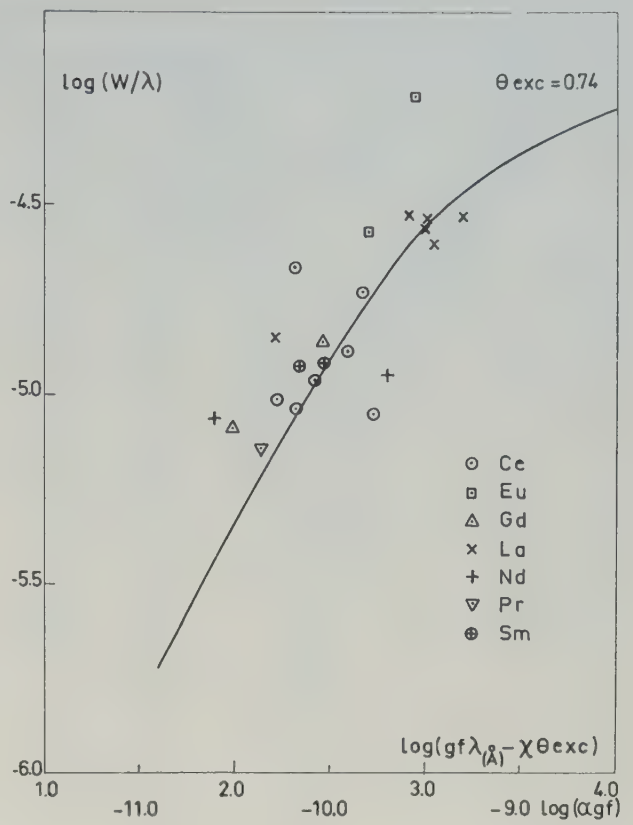

FIG. 11.

Courbe de croissance des terres rares. L'abscisse log αgf correspond à la raie λ4058.08 de La II.

On donne, aux figures 7, 8, 9 et 10 les courbes de croissance de Ni I, Fe II, Cr II, Ti II, ainsi que, dans chaque cas, une ou plusieurs courbes théoriques ayant servi à la détermination de l'abondance.

Enfin, on a rassemblé tous les points correspondant aux terres rares sur un même diagramme, et l'abondance de chacun de ces éléments a été déterminée par rapport à celle du lanthane (Fig. 11).

2. *Incertitudes sur les abondances.*

On constate qu'en général, parmi les raies de ζ Lyr A que nous avons jugées mesurables, peu sont sur la partie « raie faible » des courbes de croissance. Un grand nombre sont groupées au début du palier. En conséquence, une marge de tolérance assez grande apparaît lorsqu'on ajuste une courbe de croissance théorique à une courbe empirique; cette tolérance est illustrée à la figure 5.

Il en résulte que l'analyse des raies du fer neutre (142 raies) conduit à une abondance du fer.

$$\log N_{Fe} = 7.0 \pm 0.25.$$

L'erreur $\pm$ 0.25 représente la borne inférieure de l'erreur commise dans la détermination des abondances des autres éléments, au moins en ce qui concerne les atomes neutres. On admettra donc que les abondances sont obtenues, dans cette étude, à un facteur 2 près. Nous avons vérifié d'autre part que l'utilisation de courbes de croissance théoriques calculées avec des modèles plus froids ou plus chauds que le modèle AM 2 entraîne une erreur sur l'abondance α donnée par $\Delta \log \alpha = 0.10$ pour $\Delta\theta_{eff} = 0.01$.

En ce qui concerne les éléments ionisés, les courbes de croissance sont, semble-t-il, mieux définies, mais elles sont construites avec un nombre de raies restreint. On constate sur les figures 8 à 11 que la vitesse de microturbulence 6 km/s, déduite des raies de Fe I, convient bien à l'interprétation de raies des atomes ionisés.

Compte tenu de la remarque faite plus haut sur le manque de raies faibles mesurables avec confiance dans ζ Lyr A, il est clair que les abondances obtenues par l'étude de raies individuelles (cas *a* du § IV-1) sont étroitement tributaires du choix de ξ_t. La valeur 6 km/s est élevée; par conséquent on peut donner l'indication qualitative suivante, valable pour les raies interprétées sans que l'on ait tracé de courbes de croissances empiriques : les abondances qu'on en tire sont probablement des limites supérieures des abondances réelles.

3. *Table des abondances.*

Les résultats de l'étude de raies du spectre bleu et visible de ζ Lyr A sont rassemblés dans le tableau VII. Les quantités figurant dans les différentes colonnes du tableau ont une signification évidente. Dans les colonnes 3 et 4, l'abondance est donnée dans le système usuel où $\log N_H = 12$.

Quelques commentaires s'imposent, si l'on compare les valeurs $\log N_{\zeta \text{ Lyr A}}$ et les valeurs solaires (notées $\log N_{GMA}$).

TABLEAU VII

Abondances pour ζ Lyr A (ξ_t = 6.0 km/s).

Elément	Nombre de raies	log N		log (N/N⊙)		
		ζ Lyr A	⊙ (G.M.A.)	ζ Lyr A (Hack)	63 Tau (Conti)	63 Tau (Van 't Veer)
Al I	2	5.69	6.20	—	0.17	
Ba II	4	3.15	2.10	1.04	0.81	0.98
C I	1	8.34	8.62 §	—	—	—
Ca I	9	5.71	6.15	—	- 0.97	- 1.09
Ce II	7	1.58	1.78*	—	—	1.34
Co I	2	5.12	4.64	—	0 48	—
Cr I	8	5.80	5.36	—	0 85	0.69
Cr II	18	5.69	—	0.86	0.97	0.70
Cu I	2	5.03	5.04	—	1.05	—
Eu II	2	2.08	0.96*	2.10	—	—
Fe I	142	7.00	6.80+	—	0.37	0.50
Fe II	35	6.90	—	0.81	0.39	0.64
Gd II	2	2.08	1.13*	—	—	—
La II	6	2.58	—	—	—	1.19
Mg I	4	7.20	7.40	—	- 0.30	- 1.02
Mg II	1	7.30	—	1.78	- 0.21	0.30
Mn I	8	5.36	4.90	—	0.43	—
Na I	5	6.75	6.30	—	0.10	—
Nd II	2	2.08	1.93*	—	—	—
Ni I	18	6.11	5.53+	—	0.77	0.83
Pr II	1	1.48	1.45*	—	—	—
S I	2	7.62	7.30	—	0.55	—
Sc II	5	2.10	2.82	- 0.20	- 0.96	—
Si I	6	8.01	7.79+	—	0.11	1.0
Si II	6	8.19-8.39	—	—	0.04	0.36
Sm II	2	2.28	1.62*	—	—	1.34
Sr II	2	4.18	2.60	0.66	0.45	0.94
Ti II	33	4.66	4.68	0.43	- 0.27	0.28
V I	3	4.46	3.70	—	0.44	0.23
V II	5	3.92	—	—	0.49	0.27
Y II	7	3.38	3.20*	—	1.10	1.11
Zn I	2	4.87	4.40	—	1.34	—
Zr II	5	3.53	2.65*	0.16	0.21	0.58

+ Abondances solaires revues par E. MULLER (1966).
* Abondances de RIGHINI et RIGUTTI (1966, Ann. Astr., **29**, 379).
§ Abondance G.M.A. revue par ZWAAN (1962, B.A.N., **16**, 225).
* Abondance G.M.A. revue par ALLER (1961, Tech. note n° 2, Off. Res. Adm., Univ. of. Michigan).

Ces dernières proviennent d'une analyse où on suppose connues les forces d'oscillateur des raies. Or dans certains cas, les *gf* de GOLDBERG *et al.* [24] diffèrent de façon appréciable des *gf* que nous avons adoptés.

Nous avons indiqué par divers signes, dans la colonne des abondances solaires, les abondances révisées, obtenues avec de nouvelles forces d'oscillateur; pour les éléments concernés, nos abondances impliquent le même jeu de *gf*.

Pour le cuivre, avec les forces d'oscillateur de RIEMANN, on obtient log N_{Cu} = 5.03 dans ζ Lyr A. Avec les mêmes forces d'oscillateur que Goldberg *et al.*, on aurait log N_{Cu} = 5.86 dans ζ Lyr A, alors que la valeur solaire est 5.04; par conséquent la surabondance du cuivre qui semble caractériser les étoiles A_m n'est pas absente de ζ Lyr A.

4. *Discussion de quelques cas particuliers.*

Aluminium. — Les deux raies à partir desquelles on obtient l'abondance d'aluminium sont moyennement fortes, et ont été rejetées dans l'analyse des abondances solaires [24]. Les forces d'oscillateur expérimentales que nous avons employées sont en excellent accord avec les *gf* calculés par BIERMANN et LÜBECK [7] pour ces 2 raies. Si nous utilisons les *gf* calculés par Griem dans l'approximation coulombienne, de manière à nous ramener au système de *gf* adopté en [24], nous obtenons log N_{Al} = 6.15, c'est-à-dire pratiquement la valeur solaire. On ne peut donc affirmer que la sous-abondance de l'alumi-

nium est réelle dans ζ Lyr A tant que la détermination n'est fondée que sur les deux raies mentionnées.

Carbone. — Une seule raie de cet élément est visible dans le spectre de ζ Lyr A, à $\lambda = 4932.00$ Å. Elle est mélangée à une raie de VI λ 4932.03. On a calculé la largeur équivalente correspondant au recouvrement des deux raies, en supposant connue l'abondance de vanadium $\alpha_v = \frac{N_V}{N_H} = 2.9\ 10^{-8}$. L'erreur interne (voir tabl. III du chap. I) sur la mesure de W pour le « blend » à 4932 Å est 10mÅ. Il lui correspond une erreur sur log N_C de $\pm$ 0.10, qui est évidemment bien inférieure à l'incertitude entachant log N_C, puisqu'elle ignore tout effet systématique. On admettra, comme pour le fer, que l'incertitude est au moins d'un facteur 2.

Calcium. — L'abondance indiquée au tableau VII, log $N_{Ca} = 5.71$, a été obtenue à l'aide des forces d'oscillateur de Köstlin. Si l'on affecte aux raies les *gf* de Corliss et Borman, on en tire log $N_{Ca} = 5.61$. La première valeur, $\frac{N_{Ca}}{N_H} = 5.1\ 10^{-7}$ est en accord convenable avec l'abondance de calcium qui rend compte du profil observé de la raie K de Ca II. Cet accord est un argument essentiel en faveur d'une sous-abondance de calcium dans ζ Lyr A, sous-abondance dont on note qu'elle est moins affirmée que dans d'autres étoiles A_m.

Cobalt. — On ne peut mesurer avec confiance que deux raies de Co I dans le spectre de ζ Lyr A, et elles sont faibles. L'une d'elles est peut-être un mélange de raies. Par suite, l'abondance de cobalt n'est pas connue à mieux que $\pm$ 0.35 près, en logarithme.

C'est d'ailleurs un fait frappant dans le spectre de ζ Lyr A que les raies des éléments neutres Ti,V,Cr sont quasiment absentes : ou bien elles sont « blendées » ou leur intensité est très faible, tandis que le spectre de l'atome ionisé est, lui, bien développé.

Magnésium. — Le doublet λ 4481.13, λ 4481.33 de Mg II est mélangé à une raie du fer, λ 4481.62. On a calculé la largeur équivalente de l'ensemble du blend pour diverses abondances de Mg, l'abondance en fer étant connue $\left(\frac{N_{Fe}}{N_H} = 10^{-5}\right)$. L'abondance de Mg qu'on en tire est log $N_{Mg} = 7.10$. Si l'on compare le profil calculé et le profil observé pour ce mélange de raie (fig. 12), on observe que le fond de la raie n'est pas saturé, et que les ailes calculées sont trop faibles. Ceci résulte de constantes d'élargissement γ_e et γ_H vraisemblablement trop faibles : 1) Les largeurs γ_e de Griem [27] sont trop petites pour les atomes ionisés [9]. 2) Les largeurs γ_H sont en général sous-estimées par la formule de Van der Waals. L'ajustement des profils calculé et observé n'est donc pas recommandable pour la détermination de l'abondance dans ce cas.

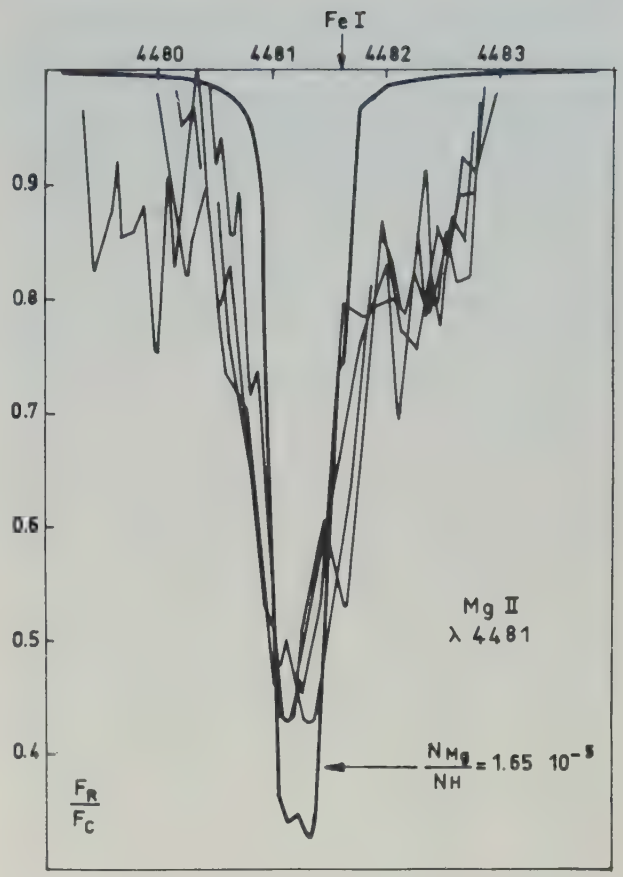

FIG. 12.

Profils observés et profil calculé pour la raie λ 4481 de Mg II. En abscisse on a porté λ en Å.

Silicium. — Les raies λ 4128 et λ 4130 de Si II n'ont pas été exploitées pour l'obtention d'abondance, à cause de leur position aberrante dans une courbe de croissance empirique : elles sont trop intenses pour leur abscisse, ce qui est probablement l'effet d'un « blend » inconnu. Les forces d'oscillateur de Hey conduisent à une abondance de Si donnée par log $N_{Si} = 8.19$, celles de Schulz à log $N_{Si} = 8.39$ (valeurs figurant au tableau VII).

Titane. — Les raies de longueur d'onde $\lambda \geqslant 4805$ Å conduisent à une abondance de Ti plus grande que les raies du domaine spectral bleu (Δ log $\alpha = 0.4$). Pour les premières, les *gf* sont les valeurs de Tatum, ajustées à l'échelle absolue de Warner. La corrélation log $gf_{\text{Warner}} = \log gf_{\text{Tatum}} + 0.10$, valable pour les raies de $\lambda < 4600$ Å, ne l'est peut-être plus pour les raies de longueur d'onde plus grande. L'abondance figurant au tableau VII est une moyenne des valeurs issues des raies de $\lambda < 4600$ Å et des raies de $\lambda > 4800$ Å.

Vanadium. — Le vanadium n'est présent, dans le spectre de ζ Lyr A, que par des raies peu nombreuses et d'intensité voisine de la limite de détectabilité, à l'exception de la raie λ 4023.4 de VII. L'abondance de vanadium qui est donnée dans le tableau VII est douteuse.

5. *Remarques générales sur les résultats obtenus.*

Le tableau VII permet une comparaison des abondances que nous avons déterminées et de celles de HACK [30] pour la même étoile. Les abondances de Hack ne sont pas celles des éléments, mais celles des ions, qu'on peut assimiler aux premières dans une atmosphère où les métaux sont tous une fois ionisés. Il est frappant de constater que les abondances issues de raies neutres et de raies ionisées d'un même élément conduisent, dans notre analyse, à des résultats concordants, pour le magnésium, le fer et le chrome.

Dans le cas du silicium et du vanadium, comme nous l'avons déjà indiqué, nous ne pouvons pas tirer de conclusion.

Le bon accord entre les valeurs de l'abondance provenant de l'atome neutre et de l'atome ionisé confirme tout d'abord, pour Fe et Cr, que l'échelle des forces d'oscillateur absolues de Warner est sans doute correcte. De plus, les conditions de l'ionisation dans l'atmosphère de ζ Lyr A sont bien simulées par le modèle AM2. Pour ζ Lyr A, il ne semble pas utile de faire appel à un mécanisme d'ionisation hors E T L, au moins en ce qui concerne l'interprétation du spectre visible. La gravité effective adoptée ($\log g = 3.9$) convient, ce qui va à l'encontre du résultat de Hack, à savoir que ζ Lyr A présente une ressemblance spectroscopique avec la supergéante 41 Cyg. Les abondances de Hack portent à croire qu'une erreur importante a été commise sur la pression électronique dans l'application de la méthode d'analyse monocouche de l'atmosphère.

6. *Comparaison des abondances de ζ Lyr A et de celles d'autres étoiles A_m.*

La figure 13 situe les abondances des éléments dans ζ Lyr A par rapport à celles des autres étoiles A_m déjà étudiées. L'ordonnée est, en échelle logarithmique, l'abondance rapportée au fer dans l'étoile A_m, diminuée de la même quantité dans une étoile normale. Pour ζ Lyr A, l'étoile normale de référence est le soleil. L'abscisse est le numéro atomique z.

Un ensemble de séquences successives ressortent sur la figure. La première s'étend du carbone au soufre; la seconde du potassium au zinc; la troisième groupe le strontium, l'yttrium et le zirconium; la quatrième va du baryum aux terres rares.

— Considérons le rapport $R = \frac{\alpha_{Na}}{\alpha_{Mg}}$ pour ζ Lyr A. On a $\log R = -0.50$. Pour le soleil $\log R_\odot = -0.90$. BASCHEK [4] a montré que le rapport R dépend très peu de la structure de l'atmosphère, et qu'il est environ 4 fois plus grand, dans les étoiles A_m, que dans les étoiles normales. Ce résultat est confirmé pour ζ Lyr A, avec un facteur 2,5 seulement.

— On voit que si ζ Lyr A n'est pas caractérisée par une déficience très marquée de calcium, par contre le scandium y est nettement déficient. Les éléments du groupe du fer suivent la tendance générale présente dans les étoiles A_m : ils sont surabondants, par rapport au fer, par un facteur compris entre 2 et 4. Le titane est très légèrement déficient.

— Le trait le plus remarquable de ζ Lyr A est la

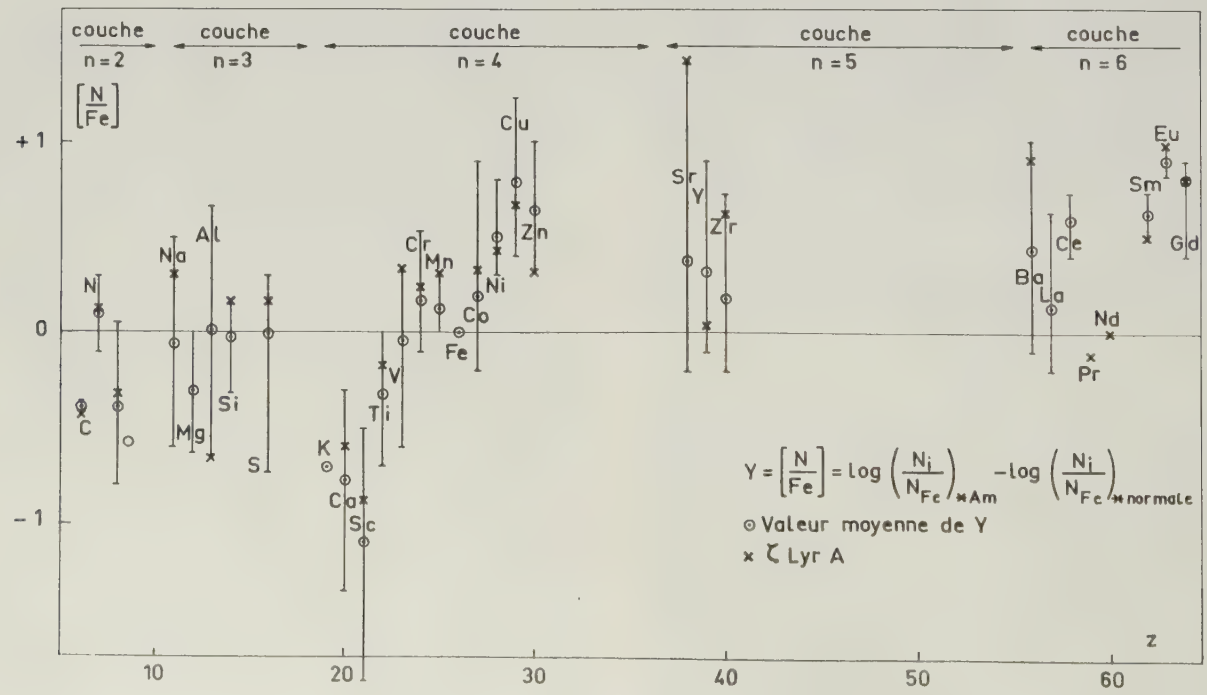

FIG. 13.

Abondances des éléments dans ζ Lyr A, rapportées à l'abondance du fer, et à une étoile normale.

surabondance de Sr et Zr. De toutes les étoiles A_m étudiées, ζ Lyr A est la plus riche en Sr et Zr et ceci la rapproche des étoiles A_p.

— ζ Lyr A contient huit fois plus de baryum que le soleil. Notons qu'elle avait été signalée comme étoile à baryum par BURWELL en 1938 [7].

Quant aux terres rares, elles sont normales ou renforcées. On remarque que sont simultanément présents en excès Ba, Eu, Gd.

L'interprétation de la figure 13 sera discutée au chapitre v.

VI. Le problème du Lithium.

Dans son étude de cinq étoiles A_m des Hyades, CONTI [14] indique que la raie de résonance du lithium est détectable dans l'étoile 60 Tau, mais il n'en tire aucune abondance. Plusieurs remarques peuvent être faites à propos de ce fait. Tout d'abord 60 Tau est la plus froide des cinq étoiles de Conti ($\theta_{eff} = 0.685$). Ensuite la largeur équivalente rapportée est W = 17 m Å; or à la dispersion utilisée (15 Å/mm) il est douteux qu'une raie de 17 m Å puisse être mesurable. WALLERSTEIN *et al.* [55], travaillant à la même dispersion, tiennent pour non mesurables des raies de largeur équivalente inférieure à 30 m Å.

Nous avons recherché la raie de Li à 6707 Å par inspection visuelle de 3 plaques aF pour ζ Lyr A. La raie n'est pas présente, non plus que λ 6717.7 de Ca I. Or nous avons estimé (chapitre I) que la raie la plus faible décelable sur plaque aF pour ζ Lyr A est telle que W ≃ 40 m Å.

Il est impossible de voir cette raie dans τ UMa (3 plaques), 63 Tau (1 plaque) et 88 Tau (3 plaques). Tous les spectres examinés ont une dispersion de 12.4 Å/mm. La raie λ 6717.7 de Ca I apparaît dans les spectres de 63 Tau et τ UMa.

On peut évaluer une limite supérieure de l'abondance de lithium pour ζ Lyr A, en admettant que $W_{6707} < 40$ mÅ. Au moyen des forces d'oscillateur données par ALLEN [2] pour les deux composants du doublet de résonance de Li, on calcule la largeur équivalente du blend, pour le modèle AM2. On obtient ainsi :

$$\alpha_{Li} = \frac{N_{Li}}{N_H} < 3.1\ 10^{-9}$$

ou $\log N_{Li} < 3.49$ (avec la base usuelle $\log N_H = 12$).

Or $\log N_{Ca} = 5.71$ pour ζ Lyr A, d'où $\log \left(\frac{N_{Li}}{N_{Ca}}\right)_{\zeta \text{ Lyr A}} = -2.22$; pour le soleil, $\log \left(\frac{N_{Li}}{N_{Ca\odot}}\right) = 0.75 - 6.15 = -5.40$ d'après GOLDBERG *et al.* [24] révisé par E. MULLER [44].

Le lithium est donc au plus 550 fois plus abondant dans ζ Lyr A que dans le soleil tandis que $l = \frac{(N_{Li}/N_{Ca})_{\zeta \text{ Lyr A}}}{N_{Li}/N_{Ca\odot}}$ vaut au plus $1.5\,10^3$. Ces valeurs sont très vraisemblablement des limites supérieures larges. En effet, nos résultats sont tributaires de la dispersion des plaques où le doublet du lithium a été recherché. D'autres observations sur le lithium dans les étoiles F ont été faites à des dispersions de 15 Å/mm [16], mais dans aucun cas le rapport l n'excède 65. Comme le remarquent HERBIG et WOLFF [31], la valeur maximum de l pour chaque type spectral semble décroître quand on va des étoiles F0 aux étoiles plus froides. Mais pour les étoiles A_m, si une augmentation de l peut provenir de la déficience en calcium, on ne peut néanmoins, de cette façon, parvenir à un chiffre aussi élevé que 1.510^3. Dans ces étoiles chaudes, le lithium neutre étant presque totalement ionisé, le doublet à λ = 6707 Å doit être faible et il serait indispensable de le rechercher sur des plaques de meilleure résolution que celle que nous avons à notre disposition.

Chapitre IV

LE SPECTRE INFRAROUGE PROCHE DE CINQ ÉTOILES A_m.

I. Intérêt de l'étude du domaine infrarouge.

Le domaine spectral utile, pour la spectrophotométrie photographique, s'étend jusqu'à environ 8800 Å. Dans les étoiles chaudes, les membres élevés de la série de Paschen de l'hydrogène s'y développent, et l'on observe plusieurs raies ou mélanges de raies de grand intérêt.

Au chapitre précédent, on a souligné l'incertitude qui affecte l'abondance de carbone obtenue à partir d'une seule raie, à 4932 Å. Les autres éléments légers n'apparaissent pas du tout dans le spectre visible ou bleu des étoiles A_m. Par contre, dans l'infrarouge, on observe les multiplets 1 et 4 de l'oxygène neutre, et dans certains cas une raie du multiplet 1 de l'azote.

Par ailleurs le triplet $3\ ^2D - 4\ ^2P^0$ de Ca II est bien développé ; le multiplet 8 de Mg II est faible, mais observable. Ces raies, sauf celles de Ca II, sont issues de niveaux atomiques caractérisés par une énergie d'excitation élevée. Mises à part les raies de Mg II, elles sont intenses. Par conséquent la prédiction de leur largeur équivalente ou de leur profil dépend de manière critique de la bonne connaissance des couches profondes des

modèles, du paramètre vitesse de microturbulence et des constantes d'élargissement.

Malgré ces réserves et à cause d'elles, l'étude de ces raies apparaît non seulement indispensable à la détermination de l'abondance des éléments légers O et N, mais encore elle peut conduire à critiquer les modèles photosphériques convenant à la prédiction du spectre visible.

Nous nous proposons donc d'analyser le spectre infrarouge (7000 à 8800 Å) de ω Tau, 63 Tau, 88 Tau, τ UMa et ζ Lyr A.

Une étude préliminaire de trois de ces étoiles [48] se bornait à calculer l'abondance de O, N et Mg. Antérieurement à ce travail, SARGENT et SEARLE [50] ont établi que dans les étoiles A_m, les raies infrarouges de OI sont d'intensité normale pour leur couleur B-V. D'après un calcul grossier, ils estiment que l'oxygène est déficient par un facteur 2 ou 3. Parmi les étoiles A_m des Hayades étudiées par CONTI [14] au moyen de modèles d'atmosphères, il semble que seule 16 Ori ait été observée dans l'infrarouge, et l'oxygène y est déficient :

$\frac{N(O)_{16\ Ori}}{N(O)_{45\ Tau}} = 0.21$, où N(O) est le nombre d'atomes d'oxygène par cm^3.

II. OBSERVATIONS ET RÉDUCTIONS : PROBLÈMES PARTICULIERS A L'INFRAROUGE PHOTOGRAPHIQUE.

Les conditions de la photométrie infrarouge sont difficiles. Les plaques doivent être hypersensibilisées, et le risque d'obtenir des surfaces non homogènes existe. Ces difficultés, et les moyens de les pallier, ont déjà été considérés au chapitre I. Aussi était-il indispensable de comparer soigneusement nos observations à celles d'autres auteurs, afin de déceler d'éventuelles différences systématiques.

1. *Mesures de largeurs équivalentes pour quelques étoiles de comparaison.*

Dans le tableau VIII nous comparons certaines de nos mesures de largeurs équivalentes aux valeurs publiées par d'autres auteurs pour une liste d'étoiles normales. Le matériel d'observation de tous ces auteurs provient du spectrographe coudé du télescope de 2.54 m de Mount Wilson. La dispersion des plaques de Mount Wilson dans l'infrarouge est la même que celle fournie par la chambre IV du spectro coudé de l'O.H.P. A la dispersion de 19.5 Å/mm (notée D_1), les raies du multiplet 1 de OI sont en général séparées, tandis qu'à 39 Å/mm (D_2), on a un recouvrement instrumental.

TABLEAU VIII

Comparaison de nos mesures et de celles d'autres auteurs.

Etoile	Type spectral	OI 7772-75			Mg II 7877.1			Mg II 7896.4		
		$W_{mÅ}$	n D_1	n D_2	$W_{mÅ}$	n D_1	n D_2	$W_{mÅ}$	n D_1	n D_2
HD 35537 9 Aur	F0 V	650	—	3	75	—	3	110	—	3
HD 11636 β Ari	A5 V	625	—	3	80	—	3	105	—	3
HD 110 378-9 γ Vir (A+B)	F0 V	490	—	4	30:	—	1	60:	—	1
HD 47105 γ Gem	A0 IV	770	3	—	90	3	—	160	3	—
HD 172167 α Lyr	A0 V	670	2	—	65	2	—	95	2	—
Autres auteurs :										
β Ari	SARGENT-SEARLE [50]	720	2	—	90	2	—	140	2	—
γ Vir (A+B)	»	470	1	—	90	1	—	75	1	—
γ Gem	»	650	2	—	100	2	—	210	2	—
α Lyr	MATSUSHIMA-GROTH [42]	630	2	—	60	2	—	130	2	—

n désigne le nombre de plaques mesurées pour chacune des dispersions D_1 ou D_2.

Les erreurs de mesure (tableau VIII) ne sont pas inférieures à 50 m Å pour le triplet 1 de OI; pour les autres raies, elles sont estimées à 40 m Å. Compte tenu de l'importance du grain des plaques IN, les raies les plus faibles discernables ont une largeur équivalente d'au moins 60 m Å.

L'effet de la dispersion utilisée sur les largeurs équivalentes W est particulièrement sensible dans le domaine infrarouge, et l'on peut mettre en question le degré de confiance qui doit être attaché aux mesures provenant de plaques dont la dispersion est supérieure à 20 Å/mm. Les premières mesures du triplet 1 de OI, pour trois étoiles de comparaison du tableau VIII, se trouvent dans un article de KEENAN et HYNEK [39]; les spectres obtenus par ces auteurs ont une dispersion de 48 Å/mm. Pour β Ari, W = 880 mÅ ; pour γ Vir, W = 550 mÅ; pour α Lyr, W = 1 050 mÅ. Le cas du multiplet 1 de OI est critique; si les trois composantes du triplet sont séparées, la largeur équivalente totale est la somme des largeurs des composantes; mais à 39 Å/mm, les raies 7774.2 et 7775.4 se recouvrent, et c'est un fait d'expérience que la largeur équivalente totale est plus forte qu'à 19 Å/mm. Pour l'une des étoiles de comparaison observées, γ Gem, nous disposons de 3 plaques à 19.5 Å/mm et de 2 à 39 Å/mm. Le tableau IX renferme les valeurs de W (en mÅ) issues respectivement des deux types de spectres, et met en évidence l'influence, sur la largeur équivalente du triplet 1 de OI, de la dispersion de la plaque.

TABLEAU IX

Largeurs équivalentes de raies infrarouges dans le spectre de γ Gem à deux dispersions différentes.

γ Gem	λ 7772-75	λ 7877.1	λ 7896.4
19.5 Å/mm ..	770	100	170
39 Å/mm ..	890	80	150

Pour les raies de Mg II, l'écart entre les deux séries de valeurs de W n'est pas significatif : à 19.5 Å/mm, les raies sont plus profondes; or la largeur équivalente des raies de Mg II a été calculée comme le produit de la profondeur centrale par la demi-largeur; mais cette dernière quantité est difficile à déterminer, en particulier à cause du grain des plaques, et elle est à peine plus faible à 19.5 Å/mm qu'à 39 Å/mm.

Pour le triplet de OI, au contraire, W a été déterminé par planimétrie; la différence entre les 2 séries de valeurs ne peut être négligée et elle est attribuable au manque de résolution des spectres à 39 Å/mm plutôt qu'au grain. Nous avons donc, dans tout ce travail, adopté pour largeur équivalente du triplet de OI la valeur provenant des spectres les plus dispersés; lorsque nous n'avons pu en obtenir, nous avons retenu pour W une fraction de la largeur équivalente mesurée à la dispersion de 39 Å/mm, fraction égale au rapport 770/890 = 0.87. C'est cette dernière valeur qui figure dans le tableau VIII pour 9 Aur, β Ari et γ Vir. Nos largeurs équivalentes sont comparables à celles obtenues par d'autres auteurs (tableau VIII).

Citons encore un résultat de HOUZIAUX [34] pour Véga : Houziaux a observé Véga à 6.4 Å/mm au spectro Coudé du télescope de 193 cm de l'O.H.P., et il donne W = 720 mÅ pour le multiplet 1 de OI. L'accord entre cette valeur et la nôtre est très bon, semblant indiquer que les largeurs équivalentes sont plus fortement affectées par la dispersion lorsque celle-ci est petite.

Les spectres qui ont fourni les mesures rassemblées au tableau VIII ont été obtenus par R. CAYREL et F. SPITE, que nous remercions vivement.

2. *Mesures de largeurs équivalentes pour cinq étoiles A_m.*

Seules 88 Tau et ω Tau sont assez brillantes pour que nous ayons pu les observer à 19.5 Å/mm dans le spectre infrarouge. Sauf pour 63 Tau, nous avons dépouillé 3 ou 4 plaques pour chaque étoile. Pour 63 Tau, nous n'avons obtenu que deux bons spectres en infrarouge.

Les largeurs équivalentes des raies suivantes figurent au tableau X : multiplets 1 et 4 de OI, raie λ 8680.2 de NI, raies λ 7877.1 et 7896.4 de Mg II.

3. *Profil instrumental.*

Pour comparer les profils des raies observées dans le domaine infrarouge aux profils calculés à l'aide de modèles d'atmosphères, il est nécessaire de connaître l'importance du profil instrumental dans les conditions les moins favorables, c'est-à-dire lorsqu'on utilise la chambre III du spectrographe (39 Å/mm).

Pour ce faire, on a mesuré le profil de quelques raies assez peu intenses du spectre de comparaison au néon et à l'argon, spectre qui encadre le spectre stellaire sur chaque plaque. On a porté la demi-largeur (largeur à mi-intensité) de ces raies en fonction de leur intensité centrale I_o, celle-ci étant exprimée dans une échelle arbitraire. On peut admettre que la demi-largeur du profil instrumental est celle qu'aurait une raie faible, et on l'obtient en extrapolant la courbe $D_{1/2} = f(I_o)$. On trouve qu'en chambre III et dans le domaine spectral infrarouge, $D_{1/2} \geqslant 1.16$ Å. L'image de la fente du spectrographe sur la plaque, dans les mêmes conditions, correspond à 1 Å. Cette demi-largeur est forte, et l'influence du profil instrumental se manifestera sur les raies dont la demi-largeur propre est inférieure à 1.16 Å, c'est-à-dire sur toutes les raies à l'exclusion des raies de la série de Paschen.

Par la suite, on admettra que le profil instrumental est représenté par une fonction rectangulaire, de demi-

TABLEAU X

Largeurs équivalentes de raies infrarouges dans le spectre de 5 étoiles A_m.

Etoile	OI 7772-75			OI 8446.4			NI 8680.2			Mg II 7877.1			Mg II 7896.4		
	$W_{m\AA}$	n D_1	D_2	$W_{m\AA}$	n D_1	D_2	$W_{m\AA}$	n D_1	D_2	$W_{m\AA}$	n D_1	D_2	$W_{m\AA}$	n D_1	D_2
HD 27749 63 Tau	610	—	2	270	—	2	<100	—	2	95	—	2	190	—	2
HD 29140 88 Tau	670	2	1	280	2	1	110	1	1	90	2	1	150	2	1
HD 27045 ω Tau	730	1	2	270	1	2	<100	1	2	110	1	2	170	1	2
HD 78362 τ UMa	770	—	3	360	—	3	115	—	3	160	—	3	195	—	3
HD 173648 ζ Lyr A	670	—	4	290	—	4	115	—	4	70	—	4	110	—	4
Autres auteurs :															
63 Tau [5]	540	1	2	250	1	2	—	—	—	90	1	2	200	1	2
88 Tau [50]	550	2	—	—	—	—	—	—	—	50	2	—	85	2	—

largeur $D_{1/2}$, car les mesures de profils de raies du spectre de comparaison sont peu précises et ne permettent pas d'inférer la forme du profil instrumental.

III. ÉTUDE DES RAIES DE L'OXYGÈNE ET DU MAGNÉSIUM.

1. *Les raies de l'oxygène.*

Le triplet 1 de l'oxygène neutre correspond à la transition $3\,^5S^o - 3\,^5P$, le triplet 4 à la transition $3\,^3S^o - 3\,^3P$. Les énergies d'excitation des 2 niveaux inférieurs sont proches : 9.14 eV pour le niveau $3\,^5S^o$, métastable, 9.52 *e*V pour le niveau $3\,^3S^o$.

Dans un travail étendu sur les raies de OI dans les atmosphères stellaires, KEENAN et HYNEK [39] ont mis en évidence que le triplet 1 passe par un maximum d'intensité dans les premières sous-classes du type spectral A. Les étoiles A_m sont encore proches de ce maximum. Ces deux auteurs, notant que le rapport des poids statistiques des 2 niveaux $3\,^3S^o$ et $3\,^5S^o$ est 0.6, trouvent précisément pour 12 des étoiles qu'ils ont observées, que le rapport *r* de l'énergie absorbée, respectivement dans les multiplets 4 et 1 est 0.60 ± 0.04. Pour les 5 étoiles de notre programme, au contraire, nous avons les valeurs suivantes groupées autour de la moyenne 0.43 :

TABLEAU XI.

Etoile	63 Tau	88 Tau	ω Tau	τ UMa	ζ Lyr A
$r = \frac{W_{8446}}{W_{7772}}$	0.44	0.42	0.37	0.47	0.43

Les deux triplets diffèrent par le facteur *gf* (ici nous considérons *gf* pour le multiplet), par la valeur du coefficient d'absorption continue, et par le gradient de la fonction source B, à la profondeur de formation.

La largeur équivalente W est donnée par la formule (4). La constante d'amortissement *a* est différente de 0 pour une raie qui se forme sur le palier de la courbe de croissance, comme c'est le cas pour les raies de l'oxygène considérées. P (τ_λ) est pratiquement le même pour les deux multiplets. A l'approximation selon laquelle G_λ (τ_λ) est proportionnel à ∇B_λ, on peut calculer le rapport W_{8446}/W_{7772} à l'aide du modèle AM2 de ζ Lyr A. Il vient $\frac{(\nabla B)_{8446}}{(\nabla B)_{7772}} = 1.13$, $\frac{\varkappa_{8446}}{\varkappa_{7772}} = 1.58$, chacune des quantités ∇B_λ et $\varkappa_\lambda$ étant calculée à la profondeur de formation de la raie λ (cf. § 3 suivant).

Si on admet pour *gf* les valeurs données par ALLEN [2], on a :

$$\frac{(\lambda^2\, gf)_{8446}}{\lambda^2\, gf_{7772}} = 0.46$$

d'où $\frac{W_{8446}}{W_{7772}} \simeq \frac{1.13 \times 0.46}{1.58} = 0.33.$

La valeur ainsi estimée pour le rapport *r* approche la valeur observée par défaut. Si l'on tenait compte de ce que, pour une raie forte, Ψ *(x, a)* est proportionnel à $\sqrt{a}$, *r* calculé serait légèrement augmenté. Nos valeurs observées pour *r* (tableau XI) nous semblent donc plus plausibles que celles de Keenan et Hynek.

Les modèles dont les paramètres sont donnés au

chapitre II nous ont permis de calculer des courbes de croissance pour les 5 étoiles. Le recouvrement physique des raies est traité par le programme de calcul.

A. *Caractéristiques atomiques des raies.* — Les raies étant fortes, il importe d'utiliser des constantes d'élargissement des ailes aussi bonnes que possible.

a) élargissement radiatif. Nous avons calculé la constante γ_{rad} pour chacune des raies des multiplets 1 et 4. Si n et m désignent les niveaux inférieur et supérieur d'une transition, on a les relations classiques :

$$\gamma_{rad} = \gamma_m + \gamma_n$$

$$\gamma_m = \sum_{i<m} \frac{A_{im}}{1 - e^{-h\nu_{im}/kT}} + \sum_{j>m} \frac{g_j/g_m\, A_{mj}}{e^{h\nu_{jm}/kT} - 1}$$

$$g_n f_{nm} = 1.499\ 10^{-8}\ g_m\, A_{nm}\, \lambda^2\ (\mu).$$

Les forces d'oscillateur utilisées sont celles de GARSTANG [22] et KELLY [38]. Le calcul a été fait pour $\theta = 0.67 = \theta\ (\tau_{5000} = 0.4)$.

b) Élargissement Stark quadratique et élargissement de pression : les largeurs sont obtenues comme décrit au chapitre III.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau XII. On y a joint les gf des raies.

TABLEAU XII

Multiplet	λ (Å)	γ rad	C_H	gf
1	7771.96	0.879 10^8	1.25 10^{-32}	3.59
	7774.18	0.907 10^8		2.57
	7775.40	0.906 10^8		1.54
4	8446.35	6.04 10^8	1.60 10^{-32}	1.67
	8446.76	6.09 10^8		1.00
	8446.35	6.04 10^8		0.33

L'importance relative des contributions des électrons et des neutres à la largeur est illustrée pour le modèle AM2 ($\theta_{eff} = 0.63$, $\log g = 3.9$) par les valeurs suivantes : pour $\tau_{5000} = 0.127$, on a pour le multiplet 1, $\gamma_e N_e = 3.79\ 10^7$, $\gamma_H N_{H^o} = 8.20\ 10^7$, $\gamma_{rad} = 9.0\ 10^7$.

B. *Influence de la structure du modèle sur les courbes de croissance.* — Les raies considérées se forment dans des régions assez profondes de l'atmosphère : pour λ 7772, $\tau_{5000} = 0.40$, pour λ 8446, $\tau_{5000} = 0.65$. Ces valeurs de τ_{5000}, correspondant au maximum de la fonction de contribution, (voir chapitre III) ne donnent qu'une indication de première approximation puisque les fonctions de contribution sont calculées dans l'approximation « raie faible », et puisqu'il est impossible, de cette manière, de distinguer la profondeur de formation du centre de la raie et celle des ailes.

Nous avons donc, avec ces raies, un moyen assez grossier de vérifier le choix des modèles représentatifs de l'atmosphère. Pour ζ Lyr A, on a calculé la courbe de croissance du multiplet 1 à l'aide des modèles AM2, CV3, CV4 et pour une vitesse de microturbulence ξ_t supposée constante. Il n'y a pas de différence d'ordonnée plus grande que 0.02 en logarithme entre les 3 courbes, et celle-ci apparaît dans la partie supérieure du plateau, c'est-à-dire pour des raies plus intenses que celles que nous observons. Les raies de OI sont donc très peu sensibles à la stratification thermique du modèle.

Par ailleurs il est frappant de constater que les courbes de croissance calculées pour les différents modèles représentatifs des étoiles du programme ($0.63 < \theta_{eff} < 0.68$) coïncident pratiquement toutes dans la région du palier où se situent les raies observées. Elles sont donc formées en grande partie dans une région de l'atmosphère où le gradient de température varie peu avec T_{eff}, dans les limites de T_{eff} considérées.

C. *Abondance de l'oxygène.* — Les résultats pour les 5 étoiles sont donnés dans le tableau XIII. La colonne 4 contient la vitesse de microturbulence ξ_t. Pour 63 Tau, c'est celle de Van 't Veer-Menneret, pour ζ Lyr A celle que nous avons déterminée. Pour les autres étoiles, nous admettons la même valeur que dans 63 Tau.

Le choix de ξ_t est d'autant plus important que les raies de OI ont une intensité qui les amène à être sur le palier de ces courbes de croissance. Or la position du palier dépend du gradient de la fonction source et de la température cinétique dans la zone où se forment les raies d'intensité moyenne. Mais il est raisonnable d'admettre que les raies de H donnent une bonne image de la variation de T avec la pro-

TABLEAU XIII

Abondance de l'oxygène, du magnésium et de l'azote.

Etoile	Modèle			log N (O)	log N (Mg) (IR)	log N (Mg) (bleu)	log N (N) (IR)
	θ_{eff}	log g	ξ_t (km/s)				
63 Tau	0.67	4.0	5.4	8.52± 0.3	7.68± 0.5	7.19 (Conti)	< 8.16
88 Tau	0.65	4.0	5.4	8.61± 0.3	7.62± 0.5	—	8.13
ω Tau	0.68	4.1	5.4	8.76± 0.3	7.63± 0.5	—	< 8.22
τ UMa	0.68	4.0	5.4	9.06± 0.3	7.89± 0.5	7.60 (Greenstein)	8.28
ζ Lyr A.....	0.63	3.9	6.0	8.48± 0.3	7.20± 0.5	7.30 (Praderie)	8.15

fondeur. Par suite les raies de OI devraient permettre de tester préférentiellement les valeurs de ξ_t. Dans quatre des cinq étoiles A_m observées, l'interprétation des largeurs équivalentes des raies de OI conduit à une sous-abondance très modérée d'oxygène. Dans le soleil, l'abondance d'oxygène de GOLDBERG *et al.* a été corrigée par ZWAAN et vaut log N = 8.86, mais l'incertitude est d'un facteur 1.5 sur N dans les résultats des différents auteurs (voir [44]).

La vitesse non thermique ξ_t, déterminée à partir des courbes de croissance, l'emporte sur la vitesse thermique ξ_{th} pour élargir les raies considérées de OI, aux températures intervenant dans leur formation : $\xi_t \simeq 2\xi_{th}$. Si ξ_t était plus faible, une abondance d'oxygène très forte serait nécessaire pour rendre compte des largeurs équivalentes observées. Une étude des profils devrait compléter celle que nous avons faite des largeurs équivalentes; elle est possible actuellement pour des étoiles brillantes qui peuvent être observées à 6.4 Å/mm [34], mais il aurait été illusoire de la tenter à partir du matériel dont nous disposons. Néanmoins, nous avons constaté que les profils que l'on peut calculer pour les raies de l'oxygène dans les étoiles A_m, avec l'abondance tirée de l'interprétation des largeurs équivalentes, et la vitesse de microturbulence ξ_t, sont en désaccord flagrant avec les profils observés : leurs ailes sont plus étroites et leur profondeur centrale plus grande. La mauvaise résolution des spectres nous interdit de tirer une conclusion de ce désaccord.

2. *Les raies du magnésium II.*

A. *Caractéristiques atomiques.* — Les *gf* sont ceux de HOUZIAUX et SADOINE [33]; γ_{rad} a été emprunté à HUNGER [35]. La constante de C_H de Van der Waals vaut 3.5 10^{-32}. γ_e provient des tables de Griem, déjà citées.

B. *Abondance du magnésium.* — La colonne 6 du tableau XIII contient les résultats. On a porté dans la colonne 7 les valeurs de l'abondance tirée de la raie λ 4481 pour ζ Lyr A, et des raies de Mg I pour 63 Tau et τUMa. On admet que dans une étoile normale log N (Mg) = 7.40.

La photométrie des raies de Mg II est celle qui offre le plus d'incertitude, dans le domaine infrarouge, en particulier à cause de la présence d'une raie atmosphérique près de λ 7896.37. Nous constatons néanmoins que si l'abondance de Mg tirée de ces raies semble trop forte pour 63 Tau ou τ UMa, il n'en est pas de même pour ζ Lyr A. Quoiqu'on puisse présumer que la tendance naturelle est de surestimer les largeurs équivalentes des raies faibles, on ne peut conclure à une différence systématique importante entre l'abondance tirée des raies infrarouges et celle qui provient des raies bleues et visibles. Ce résultat contredit une précédente conclusion de l'auteur [48] : en effet, dans notre premier travail, nous avions sous-estimé par un facteur 10 la constante γ_e; or la largeur γ totale est, pour les raies de Mg II, la somme de 3 termes d'égale importance, et la pente du palier de la courbe de croissance, au début duquel tombent les raies de Mg II, est nettement affecté (dans le sens de l'obtention d'une abondance plus faible) par la correction de γ_e.

IV. LES RAIES DE PASCHEN.

Dans le domaine spectral étudié, on reconnaît les raies de Paschen de P_{12} à P_{17}. Leurs ailes sont très étendues, rendant ainsi difficile l'accession au fond continu dans la région de $\lambda \geqslant 8206$ Å. Parmi les raies étudiées au précédent paragraphe, seul le triplet λ 8446 de OI peut être affecté par une mauvaise position du continu. Nous avons vérifié qu'à cette longueur d'onde la dépression calculée dans l'aile des deux raies de Paschen les plus proches, P_{17} et P_{18}, est, pour le modèle AM ($\theta_{eff} = 0.65$, log $g = 4$), respectivement 0.017 et 0.029. On peut admettre que l'influence sur la raie de l'oxygène est négligeable.

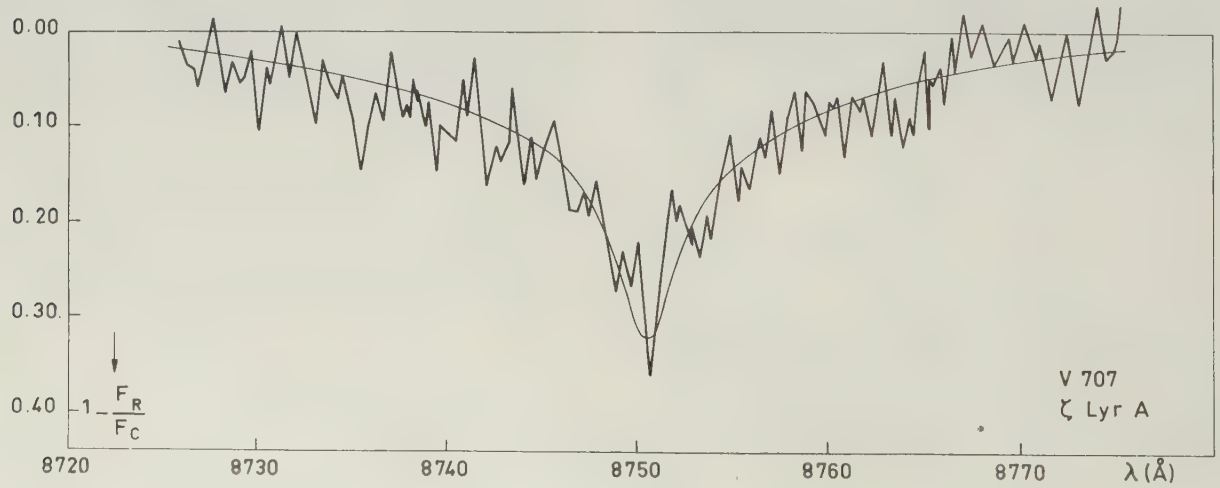

FIG. 14.
Raie P_{12} dans ζ Lyr A. La dispersion originale de la plaque (V 707) est 39 Å/mm.

Par contre, les raies du triplet de Ca II (λ 8498.02, 8542.09, 8662.14) sont recouvertes par P_{16}, P_{15} et P_{13}, et l'interprétation des observations exige qu'on calcule l'absorption, à ces longueurs d'onde, comme étant la somme de l'absorption continue, de l'absorption dans la raie de Paschen et de l'absorption dans la raie de Ca II.

Seules les raies de Paschen P_{12} et P_{14} présentent un profil à peu près pur. Nous étudierons successivement ces deux raies, puis le « blend » calcium-Paschen.

1. *Quelques difficultés expérimentales.*

La raie P_{12} se trouve à l'extrême limite de la sensibilité des émulsions IN; son profil est donc fortement perturbé par la présence du grain. La figure 14 permet de juger des limites intrinsèques imposées actuellement à l'étude de la région spectrale infrarouge en particulier par la qualité des émulsions.

Pour « rendre » le spectre, en se débarrassant du bruit dû au grain, on a procédé empiriquement, mais avec l'objectif de ne pas déformer le profil : on a mesuré tous les détails apparaissant sur chaque microphotogramme (la majorité des microphotogrammes portaient la transmission de la plaque en fonction de λ); on a tracé dans l'échelle physiquement significative du flux en fonction de λ le spectre perturbé par le grain, et on a ensuite tracé un profil moyen à travers le grain.

2. *Le calcul du profil des raies de Paschen.*

Les membres élevés de la série de Paschen posent quelques problèmes particuliers aux théories rendant compte de l'élargissement des raies par effet Stark linéaire. D'une part, leur décomposition Stark est compliquée; d'autre part on a montré, dans un travail précédent [21], que dans une partie du domaine de validité de l'approximation des impacts pour les électrons, la largeur calculée par Griem pour une composante Stark est surestimée; enfin les calculs fondés sur l'usage d'approximations valables dans les ailes sont inapplicables, parce qu'au sens de l'approximation du plus proche voisin, les ailes ne commencent pas, pour ces raies, à moins de 30 Å du centre, aux densités régnant dans les atmosphères. Par ailleurs, le calcul d'un profil complet par convolution d'un profil Stark et d'un profil de dispersion comme indiqué dans un article de GRIEM [26], supposerait que la largeur impact γ_e qui définit le profil de dispersion soit connue correctement pour les raies de Paschen; or les formules approchées de Griem donnant γ_e sont fausses pour les membres élevés des séries, comme Griem l'a indiqué lui-même [29]. Nous avons donc pris le parti de calculer l'élargissement dans les ailes dans l'approximation purement quasistatique pour les ions et les électrons.

3. *Comparaison des profils observés et calculés.*

La figure 15 donne à titre d'exemple les raies P_{12} et P_{14} de ζ Lyr A. Au-delà de 8 Å du centre, les ailes observées sont systématiquement moins larges que les ailes prédites, ce qui indique, malgré l'imprécision de la photométrie, que le continu défini comme l'enveloppe des points les plus denses du spectre n'est pas le vrai continu.

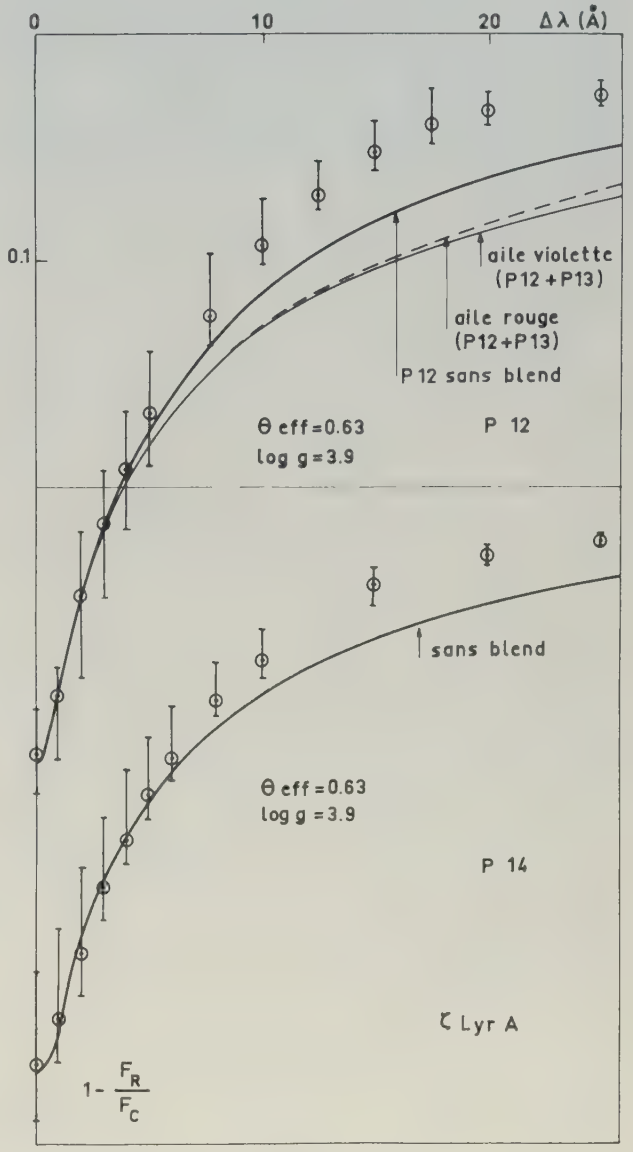

FIG. 15.
Raies P_{12} et P_{14} de ζ Lyr A.

Pour apprécier l'effet théorique du recouvrement des ailes, nous avons calculé l'aile violette de P_{12} en y ajoutant la contribution de l'absorption de P_{13}. Le profil résultant est également porté sur la figure 15. Le modèle est toujours le modèle AM2 attribué à ζ Lyr A.

Pour τ UMa, au contraire, on constate (fig. 16) que les profils calculés diffèrent assez sensiblement des profils observés. L'accord serait meilleur si τ UMa était représentée par un modèle de gravité plus faible,

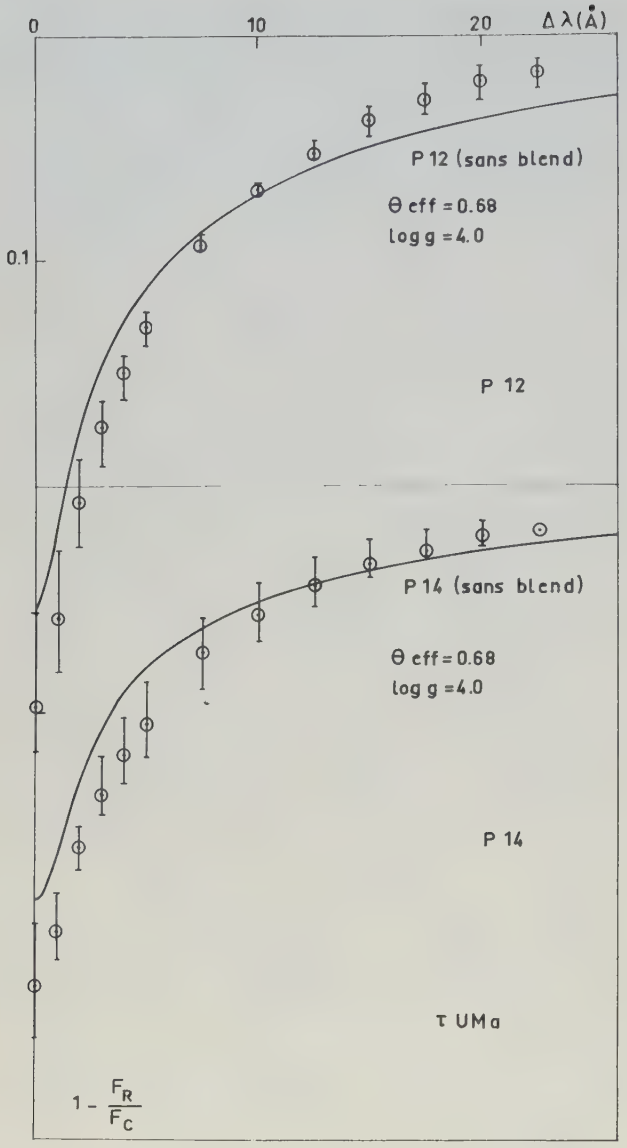

FIG. 16.
Raies P_{12} et P_{14} de τUMa.

puisque le désaccord porte plus sur la région centrale du profil que sur les ailes (voir chap. II, § IV). τ UMa est précisément l'une des étoiles pour lesquelles aucune parallaxe n'est connue, et nous avons accepté la gravité déterminée par BASCHEK et OKE [6], log $g = 4.0$. Ce résultat est à rapprocher de celui de GREENSTEIN [25], qui attribue à τ UMa une gravité spectroscopique faible (log $g = 1.6$). Il reste que la photométrie infrarouge est peu sûre, malgré toutes les précautions qu'on peut prendre; dans le cas de τ UMa, nous avons 3 plaques à notre disposition, et les mesures de la raie P_{12} qui en proviennent concordent. Aussi un facteur d'incertitude sur g est-il quasiment impossible à déterminer par cette méthode. Une nouvelle étude détaillée de τ UMa serait nécessaire pour que l'on puisse trancher.

Pour les autres étoiles du programme, nous donnons les profils observés sous forme de tableau (tableau XIV). n est le nombre de plaques utilisées. Les remarques déjà faites à propos des raies de P_{12} et P_{14} de ζ Lyr A s'appliquent à ces profils. Lorsqu'on les compare aux raies calculées, on obtient une confirmation de la valeur de la gravité caractérisant les modèles, mais les ailes lointaines observées sont moins profondes que les ailes calculées.

La seule manière de lever cette difficulté serait de reconstituer le fond continu probable par le calcul du recouvrement des ailes afin de rechercher quelles sont les vraies fenêtres du continu vers le rouge de la discontinuité de Paschen, ou, à défaut, de caractériser quantitativement l'absorption, fût-elle faible, aux longueurs d'onde des points les plus noirs des spectres.

4. *Le mélange des raies de Paschen et de Ca II.*

Nous avons cherché à calculer le spectre autour des raies P_{13}, P_{15} et P_{16}, d'une part pour tenter d'obtenir à partir des raies de Ca II une information supplémentaire sur l'abondance de calcium, d'autre part pour tirer parti de la raie de l'azote λ 8680.24 qui est observable sur nos plaques.

TABLEAU XIV

Profils des raies P_{12} *et* P_{14} (*la quantité tabulée est la dépression* $1 - \frac{F_R}{F_C}$).

Etoile	Raie	Δλ (Å) / n	0	1	2	3	5	7.5	10	15	20
ω Tau	P_{12}	3	0.21	0.19	0.15	0.125	0.09	0.06	0.04	0.02	0.01
	P_{14}	3	0.14	0.13	0.115	0.10	0.08	0.06	0.04	0.02	0.01
63 Tau	P_{12}	2	0.25	0.23	0.18	0.15	0.10	0.07	0.05	0.02	0.01
	P_{14}	2	0.14	0.13	0.11	0.09	0.06	0.04	0.03	0.01	—
88 Tau	P_{12}	2	0.27	0.24	0.20	0.18	0.14	0.10	0.07	0.04	0.03
	P_{14}	3	0.19	0.17	0.15	0.13	0.10	0.07	0.04	0.02	0.01

Nous avons donc modifié notre programme de calcul des raies de l'hydrogène et le programme de calcul des raies banales à profil de Voigt, afin de calculer commodément un profil composite. Puis celui-ci a été convolé avec le profil instrumental. En effet, il est difficile de définir la largeur équivalente des raies du calcium ionisé, dont les ailes sont larges et perturbent les raies de Paschen assez loin de leur centre; aussi nous sommes-nous résigné, dans ce seul cas, à comparer le profil des raies de Ca II observées aux profils calculés pour différentes valeurs de l'abondance de calcium α_{Ca}.

Pour chaque modèle, dans le cas du « blend » P_{13} -Ca II, on a fait varier α_{Ca}, pour une valeur fixée de l'abondance d'azote. Ce calcul a été fait deux fois, pour deux valeurs de α_N choisies de manière à ce que les largeurs équivalentes de la raie de NI ainsi calculée encadrent la valeur de W observée. Pour cette raie, la largeur équivalente est mesurée par rapport au continu que constitue l'aile de la raie P_{13}.

Les constantes d'élargissement des ailes utilisées pour les raies de Ca II sont $\gamma_{rad} = \gamma$ classique; γ_e tiré des tables de Griem; $C_H = 8.92\ 10^{-33}$. Selon DOUGLAS et GARSTANG [18], l'intensité totale de la

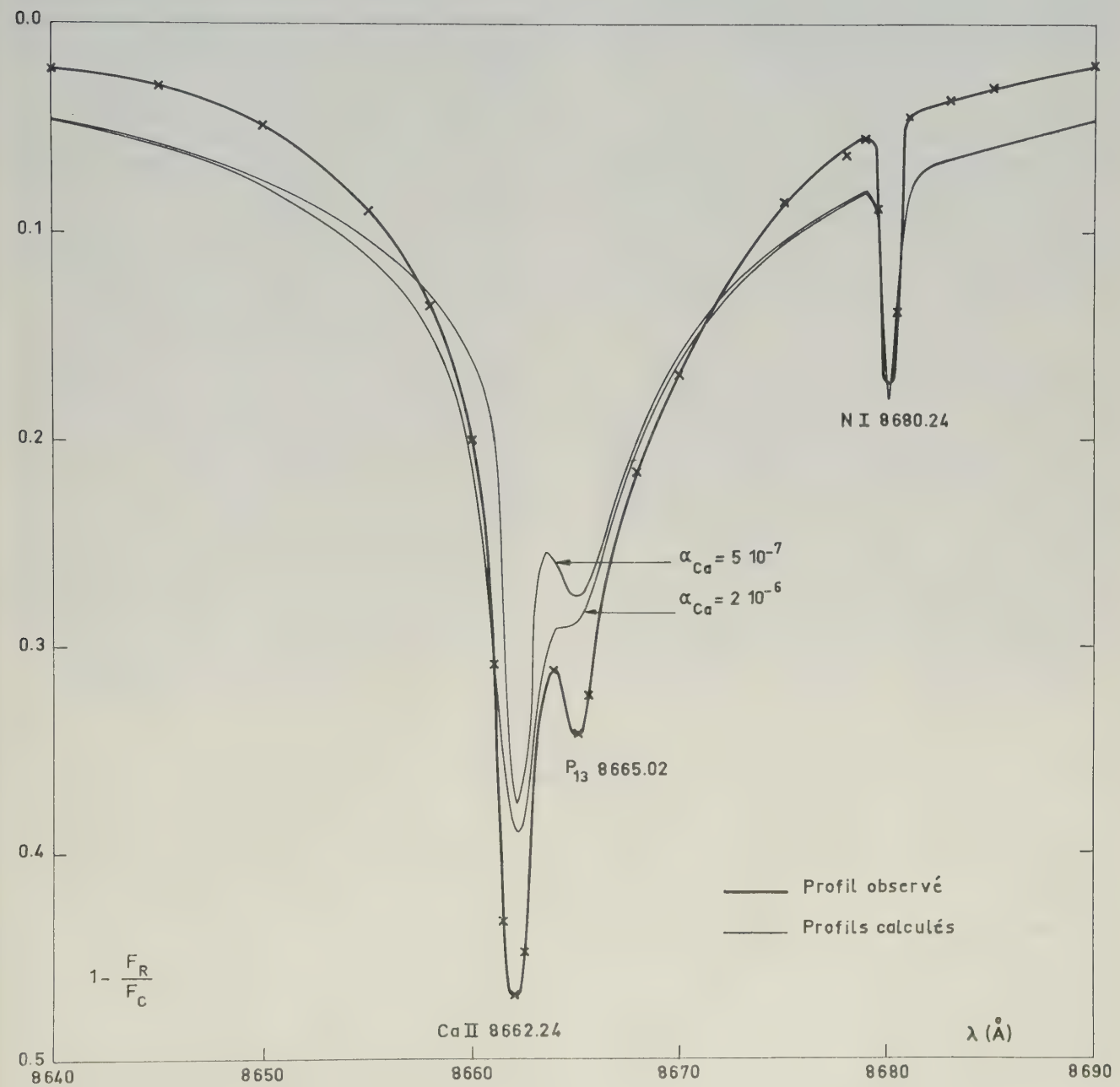

FIG. 17.

Recouvrement des raies P_{13} et λ 8662 de Ca II dans le spectre de ζ Lyr A.

transition $4p$ — $3d$ dans Ca II est mal connue, car la fonction d'onde $3d$ est sensible aux approximations introduites dans les calculs. Nous avons adopté les gf donnés par ALLEN [2], qui sont une moyenne de plusieurs calculs.

La figure 17 compare le profil observé et les profils calculés avec le modèle AM2 pour le blend P_{13} — Ca II de ζ Lyr A.

Il serait présomptueux de vouloir obtenir l'abondance du calcium à partir de caractéristiques du spectre aussi compliquées que celles représentées à la figure 17. Le profil résultant calculé est trop peu sensible à l'abondance de Ca, et la résolution de nos spectres trop faible pour qu'un résultat quantitatif valable puisse être tiré de cette étude.

5. *Abondance de l'azote.*

Pour la raie λ 8680.24 de NI, $gf = 2.5$ (moyenne entre les valeurs données par ALLEN [2] et KELLY [38]).

La colonne 8 du tableau XIII contient l'abondance d'azote dans les cinq étoiles du programme. Pour le Soleil, log N (N) = 7.88 [44]. Les cinq étoiles A_m étudiées semblent donc présenter une légère surabondance d'azote, dans les limites d'un facteur 2 à 3.

V. CONCLUSION.

L'étude des éléments légers demeure difficile dans les étoiles A_m; ou les raies observables sont faibles et trop peu nombreuses (NI, CI) et l'obtention de spectres plus dispersés que ceux que nous avons exploités serait nécessaire pour affermir nos résultats; ou les raies sont très intenses (OI), et plusieurs faits suggèrent qu'elles devraient être interprétées en rejetant l'hypothèse de l'ETL : le multiplet 1 est issu d'un niveau métastable, le multiplet 4 apparaît en émission dans certaines étoiles plus chaudes que les A_m, enfin le profil des raies du multiplet 1 ne peut être calculé simplement, c'est-à-dire avec des hypothèses simples portant uniquement sur la microturbulence et la vitesse de rotation [34].

Dans ses limites, ce chapitre montre néanmoins un effet systématique de sous-abondance de l'oxygène pour quatre des étoiles étudiées, et une faible surabondance de l'azote; quant au carbone, nous l'avons trouvé sous-abondant par un facteur 2 (voir chap. III).

* * *

La sous-abondance de C et de O dans les étoiles A_m, si elle se révèle générale, est à rapprocher d'anomalies d'abondances analogues, bien que plus marquées, présentes dans certaines étoiles A_p [58, 59]; de même la surabondance en Sr, Zr et terres rares est un caractère spectroscopique commun aux étoiles A_p et A_m, quoique la surabondance soit moindre dans les étoiles A_m. Mais il n'est pas possible de pousser la comparaison élément à élément dans le détail, entre les deux familles : un élément d'importance essentielle manque en particulier à cette comparaison, l'hélium, qu'on n'observe pas dans les étoile A_m.

Reprenant la suggestion de C. PECKER-WIMEL, selon laquelle les étoiles A_m seraient pauvres en hélium, nous avons étudié au chapitre II l'influence de l'abondance de l'hélium sur l'épaisseur de la zone convective subphotosphérique, et sur la fraction du flux transportée par convection; mais nous avons adopté une abondance d'hélium normale ($N_{He}/N_H = 0.125$) dans le calcul du modèle à partir duquel a été analysée l'étoile ζ Lyr A, faute d'argument contraignant en faveur d'une sous-abondance d'hélium. Si une telle sous-abondance pouvait être envisagée avec raison dans les étoiles A_m, alors qu'elle a déjà été mise en évidence dans les étoiles A_p à silicium [58], on aurait un indice en faveur d'une explication commune du phénomène A_p et du phénomène A_m. L'interprétation du phénomène A_m sera discutée dans un article suivant (chap. V de ce travail).

Manuscrit reçu le 10 *novembre* 1967.

RÉFÉRENCES

[1] ABT H. A., 1961, *Ap. J. Suppl.*, **6**, 37.

[2] ALLEN C. W., 1963, *Astrophysical Quantities*, Athlone Press, ed.

[3] BABCOCK H. W., 1958, *Ap. J. Suppl.*, **3**, 141.

[4] BASCHEK B., 1964, *Zs. f. Ap.*, **60**, 76.

[5] BASCHEK B., Communication personnelle.

[6] BASCHEK B., OKE J. B., 1965, *Ap. J.*, **141**, 1404.

[7] BIERMANN L., LÜBECK K., 1948, *Zs. f. Ap.*, **25**, 325.

[8] BÖHM-VITENSE E., 1960, *Zs. f. Ap.*, **49**, 243.

[9] BRÉCHOT S., 1967, Communication personnelle.

[10] BURWELL C. G., 1938, *Ap. J.*, **88**, 278.

[11] CAYREL R., 1958, *Ann. Astr. Suppl.*, n° 6.

[12] CAYREL R., 1960, *Ann. Astr.*, **23**, 245.

[13] CAYREL R., JUGAKU J., 1963, *Ann. Astr.*, **26**, 495.

[14] CONTI P. S., 1965, *Ap. J. Suppl.*, **9**, 47.

[15] CUNY Y., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 143.

[16] DANZIGER I. J., CONTI P. S., 1966, *Ap. J.*, **146**, 392.

[17] Drawin H. W., Felenbok P., 1965, *Data for Plasma in Local Thermodynamic Equilibrium*, Gauthier-Villars ed.

[18] Douglas A. S., Garstang R. H., 1962, *Proc. Cam. Phil. Soc.*, **58**, 377.

[19] Dumont S., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 421.

[20] Eggen O. J., 1963, *A. J.*, **68**, 697.

[21] Feautrier N., Praderie F., Van Regemorter H., 1967, *Ann. Ap.* **30**, 45.

[22] Garstang R. H., 1961, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **57**, 115.

[23] Glennon B.M., Wiese W. L., 1966, « Bibliography on Atomic Transition Probabilities », *N.B.S. Mis. Publ.*, 278.

[24] Goldberg L., Muller E., Aller L. H., 1960, *Ap. J. Suppl.*, **5**, 1.

[25] Greenstein J. L., 1949, *Ap. J.*, **109**, 191.

[26] Griem H. R., 1960, *Ap. J.*, **132**, 883.

[27] Griem H. R., 1964, *Plasma Spectroscopy*, McGraw Hill ed.

[28] Griem H. R. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 509.

[29] Griem H. R. 1967, *Ap. J.*, **147**, 1092.

[30] Hack M., 1955, *Mem. Soc. Astr. Ital.*, **26**, 499.

[31] Herbig G. H., Wolff R. J., 1966, *Ann. Astr.*, **29**, 593.

[32] Hoffleit D., 1964, Catalogue of Bright Stars, New Haven.

[33] Houziaux L., Sadoine M. P., 1961, *Inst. Ap. Liège*, n° 423.

[34] Houziaux L., 1966, *C. R.* Ac. Sci, **263**, 218.

[35] Hunger K., 1960, *Zs. f. Ap.*, **49**, 129.

[36] Jordan F. C., 1909, *Pub. All. Obs.*, **1**, 115.

[37] Katterbach K., 1966, Pub. Max Planck Inst., München.

[38] Kelly P. S., 1964, *J.Q.S.R.T.*, **4**, 117.

[39] Keenan P. C., Hynek J. A., 1950, *Ap. J.*, **111**, 1.

[40] Kohl K., 1964, *Zs. f. Ap.*, **60**, 115.

[41] Kraft R. P., Edmonds F. N., Jr., 1959, *Ap. J.*, **129**, 522.

[42] Matsushima S., Groth H. G., 1960, *Zs. f. Ap.*, **49**, 126.

[43] Mihalas D., 1966, *Ap. J. Suppl.*, **13**, 1.

[44] Muller E., 1966, IAU Symposium n° 26, p. 171, Academic Press.

[45] Muller E., 1966, Communication personnelle.

[46] Pecker J.-C., 1951, *Ann. Astr.*, **14**, 115.

[47] Pecker J.-C., Schatzman E., 1959, *Astrophysique Générale*, Masson ed., p. 285.

[48] Praderie F., 1965, *C. R.* Ac. Sci, **261**, 4625.

[49] Praderie F., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 773.

[50] Sargent W. L. W., Searle L., 1962, *Ap. J.*, **136**, 671.

[51] Spite M., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 211.

[52] Stebbins J., Whitford A. E., 1945, *Ap. J.*, **102**, 318.

[53] Thomas R. N., 1965, « Proc. 2nd Harvard Conf. on Stellar Atmospheres », *Smiths. Inst. Astr. Obs.*, Sp. Rep. n° 174.

[54] Van 't Veer-Menneret C., 1963, *Ann. Astr.*, **26**, 289.

[55] Wallerstein G., Herbig G.-H., Conti P.-S., *Ap. J.*, **141**, 610.

[56] Wilson R. E., 1953, General Catalogue of Stellar Radial Velocities.

[57] Wilson O. C., 1966, *Ap. J.*, **144**, 695.

[58] Hyland A. R., 1967, *Thesis, Canberra Univ.*

[59] Searle L., Sargent W. L. W., 1964, *Ap. J.*, **139**, 793.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Rôle de la pression de radiation dans les atmosphères stellaires

Vu et approuvé :

Paris, le 18 janvier 1968

Le doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE